

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE 3^e CYCLE

PAR

Alain GENOUX-LUBAIN

SUJET

Étude du ^{19}F par diffusion de protons de 30 MEV.

Détermination des déformations statiques

du ^{19}F , ^{20}Ne , ^{21}Ne .

Soutenue le 5 Juillet 1972 devant la Commission d'Examen

JURY

MM. J. YOCCOZ

Président

J. P. LONGEQUEUE

M. GUSAKOW

R. DE SWINIARSKI

} *Examineurs*

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE 3^e CYCLE

PAR

Alain GENOUX-LUBAIN

SUJET

Étude du ^{19}F par diffusion de protons de 30 MEV.
Détermination des déformations statiques
du ^{19}F , ^{20}Ne , ^{21}Ne .

Soutenue le 5 Juillet 1972 devant la Commission d'Examen

JURY

MM. J. YOCCOZ

Président

J. P. LONGEQUEUE

M. GUSAKOW

R. DE SWINIARSKI

} *Examineurs*

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. ANGLES D'AURIAC Paul
ARNAUD Georges
ARNAUD Paul
AUBERT Guy
AYANT Yves
Mme BARBIER Marie-Jeanne
MM. BARBIER Jean-Claude
BARBIER Reynold
BARJON Robert
BARNOUD Fernand
BARRA Jean-René
BARRIE Joseph
BENOIT Jean
BERNARD Alain
BESSON Jean
BEZES Henri
BLAMBERT Maurice
BOLLIET Louis
BONNET Georges
BONNET Jean-Louis
BONNET-EYMARD Joseph
BONNIER Etienne
BOUCHERLE André
BOUCHEZ Robert
BOUSSARD Jean-Claude
BRAVARD Yves
BRISSENEAU Pierre
BUYLE-BODIN Maurice
CABANAC Jean
CABANEL Guy
CALAS François
CARRAZ Gilbert
CAU Gabriel
CAUQUIS Georges
CHABAUTY Claude
CHARACHON Robert
CHATEAU Robert
CHENE Marcel
COEUR André
CONTAMIN Robert
COUDERC Pierre
CRAYA Antoine
Mme DEBELMAS Anne-Marie
MM. DEBELMAS Jacques
DEGRANGE Charles
DESRE Pierre
DESSAUX Georges
DODU Jacques
DOLIQUE Jean-Michel
DREYFUS Bernard
DUCROS Pierre
DUGOIS Pierre
FAU René
FELICI Noël

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

Mécanique des fluides
Clinique des maladies Infectieuses
Chimie
Physique
Physique approfondie
Electrochimie
Physique expérimentale
Géologie appliquée
Physique nucléaire
Biosynthèse de la cellulose
Statistiques
Clinique chirurgicale
Radioélectricité
Mathématiques Pures
Electrochimie
Chirurgie générale
Mathématiques Pures
Informatique (IUT B)
Electrotechnique
Clinique ophtalmologique
Pathologie médicale
Electrochimie Electrometallurgie
Chimie et Toxicologie
Physique nucléaire
Mathématiques Appliquées
Géographie
Physique du Solide
Electronique
Pathologie chirurgicale
Clinique rhumatologique et hydrologie
Anatomie
Biologie animale et pharmacodynamie
Médecine légale et Toxicologie
Chimie organique
Mathématiques Pures
Oto-Rhino-Laryngologie
Thérapeutique
Chimie papetière
Pharmacie chimique
Clinique gynécologique
Anatomie Pathologique
Mécanique
Matière médicale
Géologie générale
Zoologie
Métallurgie
Physiologie animale
Mécanique appliquée
Physique des plasmas
Thermodynamique
Cristallographie
Clinique de Dermatologie et Syphillographie
Clinique neuro-psychiatrique
Electrostatique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Seméiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique Industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique Industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41533909_0032

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mlle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides

MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies Infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHILIP Xavier	Rhumatologie
Mlle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine Interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine Interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 30 Mai 1972

A JOSIANE

A MES PARENTS DECEDES

A MES GRAND-PARENTS

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé à l'institut des Sciences nucléaires de Grenoble au sein du groupe de Monsieur R. de SWINIARSKI je tiens à le remercier pour m'avoir dirigé et conseillé dans cette étude.

Monsieur le professeur J. Yoccoz a bien voulu accepter la présidence du jury et je l'en remercie vivement.

Je remercie également Monsieur M. GUSAKOW et Monsieur J.P. LONGEQUEUE de leur participation au jury.

Je prie Monsieur G. BAGIEU, Monsieur D. WORLEDGE et Monsieur J.F. CAVAGNAC de trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour leur participation active à cette étude et leurs remarques toujours fructueuses.

Je tiens également à remercier les techniciens, Messieurs R. FOGLIO et M. SANDON pour leur collaboration ainsi que toutes les personnes de l'I.S.N. qui ont pu m'apporter leur aide durant l'expérience.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : BIBLIOGRAPHIE DES DIVERS MODELES APPLIQUES AUX</u>	
<u>NOYAUX ¹⁹F. ²⁰Ne. ²¹Ne</u>	3
- Le Noyau ¹⁹ F.....	5
- Le Noyau ²⁰ Ne.....	6
- Le Noyau ²¹ Ne.....	6
<u>CHAPITRE II : METHODES D'ANALYSES</u>	7
- Analyse de la diffusion élastique.....	7
* Termes du potentiel optique.....	10
- Le modèle microscopique.....	12
- Etude de la diffusion inélastique.....	15
* D.W.F.A.....	15
* Méthode des équations couplées.....	18
* Calcul du facteur de forme.....	22
<u>CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	24
- Les détecteurs.....	24
- Cible.....	25
- Electronique.....	26
<u>OBTENTION DES DONNEES</u>	27
- Etalonnage du spectre.....	27
- Taux de temps mort.....	28
- Consommation cible.....	28

- Estimation des erreurs.....	29
- Calcul de la section efficace.....	29
- Section efficace relative.....	30
- Section efficace absolue.....	30

CHAPITRE IV : ANALYSE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE

<u>SUR LE ^{19}F.....</u>	32
- Détermination des paramètres du potentiel optique...	32
* Examen de l'ambiguïté profondeur-rayon réel...	33
* Choix du type d'absorption.....	34
* Ambiguïté W_D , a_D	35
* Incertitude sur la normalisation absolue.....	36
* Grille de normalisation.....	37
- Etude microscopique de la diffusion élastique.....	38
- Analyse de la diffusion inélastique.....	41
* Liste des états du ^{19}F	42
- Analyse D.W.B.A.....	44
* Niveau $5/2^+$ à 0.197 MeV et $3/2^+$ à 1.56 MeV....	44
* Niveau $5/2^-$ à 1.35 MeV.....	44
* Le doublet 4.00 MeV et 4.04 MeV.....	44
* Niveau à 4.56 MeV.....	45
* Groupe à 4.69 MeV.....	45
* Niveau à 5.11 MeV.....	45
* Groupe à 5.43 MeV.....	45
* Groupe à 5.63 MeV.....	46
* Groupe de niveaux situés aux alentours de 6.08 MeV.....	46
* Autres groupes.....	46
* Problèmes du $5/2^-$ à 1.35 MeV.....	46
* Tableau des résultats de l'analyse D.W.B.A....	48
* $B(E3)$ de la transition $5/2^- \rightarrow 1/2^+$	49

<u>CHAPITRE V : LES EQUATIONS COUPLEES.....</u>	50
- Potentiel optique utilisé en équations couplées...	51
- Le noyau ^{20}Ne	52
- Le noyau ^{19}F	53
A : Analyse à 17.5 MeV.....	53
B : Analyse à 30 MeV.....	53
- Le noyau ^{21}Ne	55
- Déformation des noyaux de $A = 18$ à $A = 22$	56
 <u>CONCLUSION.....</u>	 57

ANNEXE

- Les principales distributions angulaires.
- Références.

FIGURES ET SCHEMAS

+++++

- 1 - Schémas de niveau.
- 2 - Optique voie A.
- 3 - Electronique.
- 4 - Spectre du ^{19}F .
- 5 - Distribution angulaire élastique.
- 6 - Distributions angulaires de 0.197 MeV et de 1.35 MeV
" " de 1.56 MeV et de 2.78 MeV.
- 7 - Distributions angulaires de 4.00 MeV, 4.55 MeV, 4.69 MeV
et de 5.11 MeV.
- 8 - Distributions angulaires de 5.43 MeV, 5.63 MeV, 6.08 MeV
et de 6.27 MeV.
- 9 - Distributions angulaires de 6.55 MeV, 6.95 MeV et de 7.25 MeV.
- 10 - Distributions angulaires du ^{19}F , ^{20}Ne et du ^{21}Ne .
- 11 - Modèle optique.
- 12 - Ambiguïté $V_R - R_R^n$
- 13 - Variation des paramètres optiques en fonction de la normalisation.
- 14 - Distribution de matière.
- 15 - D.W.B.A. Groupe $L = 2$
- 16 - D.W.B.A. Groupe $L = 3$
- 17 - D.W.B.A. Autres groupes.
- 18 - Le ^{20}Ne Equations couplées.
- 19 - Le ^{19}F Equations couplées à 17.5 MeV.
- 20 - Le ^{19}F et le ^{21}Ne Equations couplées à 30 MeV.
- 21 - Le ^{21}Ne Equations couplées 3 niveaux.
- 22 - Asymétrie ^{19}F .
- 23 - Asymétrie ^{20}Ne .
- 24 - Asymétrie ^{21}Ne .
- 25 - Déformation β_2 et β_4 .
- 26 - Forme des noyaux.

I N T R O D U C T I O N

On savait depuis longtemps que les premiers noyaux de la couche (s, d) étaient fortement déformés.

L'étude des diffusions de protons polarisés sur le ^{20}Ne a récemment permis de mettre en évidence les très fortes déformations de ce noyau (SW - 70), tant quadrupolaire qu'hexadécapolaire. Ces déformations ont été confirmées depuis par des diffusions d'alphas et d'électrons (RE - 72), (YO - 71).

L' ^{18}O a été étudié lui aussi récemment à Saclay (ES - 71) par la diffusion de protons polarisés. Il présente ces mêmes déformations, quoique de façon atténuée.

Par contre le ^{22}Ne ne possède seulement qu'une très faible déformation hexadécapolaire, alors que la déformation quadrupolaire est identiquement la même que celle du ^{20}Ne (SW - 70), (RE - 72).

Nous voyons par ce fait, que l'étude des noyaux ^{19}F et ^{21}Ne présente un grand intérêt. Nous avons analysé la diffusion de protons de 30 MeV sur le ^{19}F , ^{20}Ne et ^{21}Ne .

Avant mon arrivée dans le groupe de Mr DE SWINIARSKI, les résultats expérimentaux sur le ^{20}Ne et le ^{21}Ne avaient déjà été obtenus par Mrs DE SWINIARSKI, G. BAGIEU, D. WORLEDGE et J.F. CAVAGNAC.

J'ai repris ces résultats dans mes calculs d'équations couplées. Le ^{19}F a été fait par Mrs DE SWINIARSKI, G. BAGIEU, D. WORLEDGE, J.F. CAVAGNAC et moi-même.

Dans le chapitre I, je présente un très bref aperçu sur les connaissances que nous possédons sur ces noyaux.

Le chapitre II expose les méthodes d'analyses.

Le chapitre III est consacré à la description du dispositif expérimental, et à l'obtention des données.

Dans le chapitre IV, nous analysons la diffusion élastique et inélastique sur le ^{19}F par les modèles optiques et la D.W.B.A.

Le chapitre V est consacré à l'étude des déformations statiques du ^{19}F , ^{20}Ne et ^{21}Ne par la méthode des équations couplées.

CHAPITRE I

BIBLIOGRAPHIE DES DIVERS MODELES

APPLIQUES AUX NOYAUX

^{19}F , ^{20}Ne , ^{21}Ne

BIBLIOGRAPHIE DES DIVERS MODELES

APPLIQUES AUX NOYAUX ^{19}F , ^{20}Ne , ^{21}Ne

L'hamiltonien nucléaire est complexe et mal connu : connaissances incomplètes du potentiel nucléon-nucléon, méthodes de résolution du problème à n corps dans un stade élémentaire. C'est pourquoi on construit des modèles dont le but est de prédire le plus possible les propriétés nucléaires. La validité d'un modèle sera donc testée par la comparaison entre l'expérience et la théorie.

Les modèles en couches, collectifs et en cluster ont été appliqués avec un certain succès à ces noyaux. Nous rappellerons que les résultats essentiels nécessaires à la discussion qui va suivre.

Dans les calculs de modèle en couches, on suppose en première approximation que tous les nucléons se meuvent librement dans un champ. Celui-ci joue le rôle de champ moyen créé par tous les nucléons et doit être construit à partir des forces nucléaires. On prend en général un potentiel d'oscillateur.

Pour réduire le nombre de paramètres mis en jeu, on suppose qu'il existe un coeur inerte particulièrement stable, et que les degrés de liberté du système responsables des propriétés nucléaires sont attribués à des nucléons de valence extra-coeur. Puis selon l'approche habituelle, on diagonalisera le potentiel inter-nucléon entre le jeu des états choisis. En général, on prend une force centrale à longue portée, munie des propriétés d'échange et une force spin-orbite.

Pour les noyaux de la couche (s, d) on considère toutes les orbites de même énergie de l'oscillateur harmonique soit $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$ et $2s_{1/2}$. Avec ce jeu d'états à particules indépendantes dans lesquelles $j = l \pm \frac{1}{2}$ sont inclus, la limite suivant laquelle la force spin-orbite sera négligée, conduira au couplage LS extrême. Le cas inverse nous conduira au couplage jj extrême. Un calcul qui implique les deux types de force est appelé couplage intermédiaire.

Dans le cas de la couche (s, d), en l'absence de force spin-orbite, le fort mélange des orbites s et d rend laborieux un calcul exact. ELLIOTT (EL - 55) a montré que dans ce cas, le schéma de couplage SU3 décrivait en grande partie le mélange de configuration tout en apportant une énorme simplification. ELLIOTT considère un hamiltonien modèle possédant les propriétés de l'hamiltonien nucléaire véritable, et restant invariant par rapport à certains groupes de transformation (invariances de l'oscillateur harmonique). Les représentations irréductibles de ces groupes permettent de classer et construire les fonctions solutions de cet hamiltonien. C'est ainsi que les premiers calculs ont été faits, en considérant des extra-nucléons appartenant à la couche (s, d) couplés à un coeur inerte de $^{16}_0$ (3 nucléons pour $^{19}_9\text{F}$, 4 pour le $^{20}_{10}\text{Ne}$, 5 pour le $^{21}_{10}\text{Ne}$). L'avantage de ce modèle était d'expliquer également les similitudes entre les fonctions d'onde du modèle collectif et à particule indépendante et d'un état à plusieurs nucléons. L'introduction d'une force spin-orbite détruit la classification SU3. Mc BOUTEN (BO - 67) a refait ces calculs pour pratiquement tous les noyaux de la couche (s, d), mais en proposant une approche de couplage intermédiaire. Il utilise une méthode d'interpolation pour passer d'un schéma extrême à un autre.

Mc GRORY (GR - 70) a pris un coeur de $^{12}_6\text{C}$ inerte, et place les nucléons de valence dans les orbites actives $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$ et $2s_{1/2}$. Tous les états possibles de toutes les configurations

possibles dans ces trois orbites sont inclus. On arrive ainsi à restituer correctement les spectres expérimentaux du ^{20}Ne et du ^{19}F .

Dans le modèle de NILSSON, on suppose un champ moyen non sphérique de forme stable et dans lequel les nucléons se meuvent. Les niveaux d'énergie des noyaux apparaissent comme des bandes de rotation construites sur les états de mouvements intrinsèques dans ce champ.

A : LE NOYAU ^{19}F

PAUL (PA -57) a appliqué le modèle rotationnel au ^{19}F . Il trouve qu'un fort couplage entre les deux bandes $K = 1/2^+$ et $K = 3/2^+$, basées sur les orbitales 6 et 7 du modèle de NILSSON est nécessaire pour reproduire le spectre des premiers états de parité positive. BENSON et FLOWERS (FL -69) les décrivent comme appartenant à une seule bande de rotation $K = 1/2^+$; cette bande est obtenue en plaçant les trois nucléons de valence dans les orbites déformées $k = \frac{+}{-} \frac{1}{2}$. Pour cela, ils montrent qu'il est nécessaire pour reproduire le spectre expérimental de faire appel à de fortes déformations du noyau ($\beta_2 = 0.39$, $\beta_4 = 0.17$).

ELLIS et ENGELAND (EN - 72) expliquent la présence de la bande négative $K = 1/2^-$ basée sur le niveau $1/2^-$ à 110 KeV, par un couplage faible entre un trou $1p\ 1/2$ de proton dans la bande de rotation fondamentale du ^{20}Ne $K = 0^+$.

En définitive, on distingue dans le spectre expérimental du ^{19}F deux bandes rotationnelles :

$K = 1/2^+$	$J = 1/2^+$	$13/2^+$	$(s, d)^3$
$K = 1/2^-$	$J = 1/2^-$	$9/2^-$	$(s, d)^4\ p_{1/2}^{-1}$

B : LE NOYAU ^{20}Ne

Ce noyau $4n$ a été très étudié par les différents modèles. Les diverses bandes de rotation ont été identifiées sans ambiguïté. (GR - 70), (FL - 69) Les niveaux 0^+ (0.0 MeV), 2^+ (1.63 MeV), 4^+ (4.25 MeV) sont les premiers membres de la bande de rotation fondamentale $K = 0^+$. Le modèle déformé aussi bien que le modèle en cluster, prévoient de fortes déformations de ce noyau tant quadrupolaire qu'hexadécapolaire (voir figure 26 page 58) (JP - 72)

C : LE NOYAU ^{21}Ne

Ce noyau possède lui aussi un caractère rotationnel bien mis en évidence. Les tentatives d'interprétation théorique des premiers niveaux positifs ont été faites essentiellement dans le cadre du modèle de NILSSON. (MI - 72) Un mélange de bandes est nécessaire pour reproduire les premiers niveaux positifs; cependant le manque d'informations sur les spins rend assez aléatoire ces résultats. D'après JOHNSTONE et BENSON (JO - 69), il semble que les niveaux $3/2^+$ (0.0 MeV), $5/2^+$ (0.35 MeV), $7/2^+$ (1.75 MeV) et $9/2^+$ (2.87 MeV) puissent être considérés comme faisant partie d'une bande $K = 3/2^+$ assez faiblement mélangée. Dans les diverses analyses, le niveau $5/2^+$ est toujours très mal positionné.

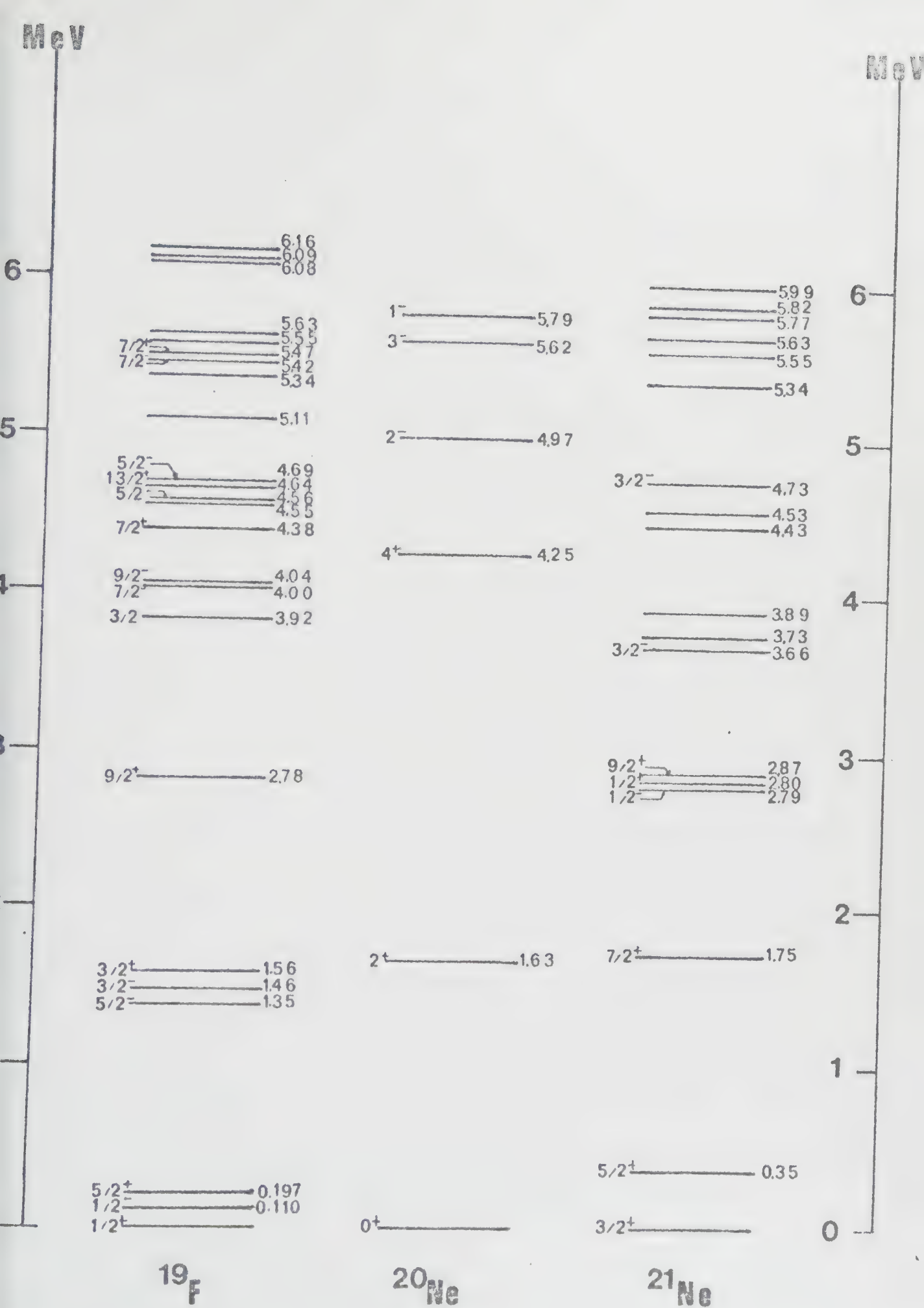


Fig. 1

CHAPITRE II

LES METHODES D'ANALYSES

ANALYSE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE

La diffusion et la polarisation sont habituellement étudiées à l'aide du modèle optique, où l'interaction de la particule incidente avec tous les nucléons du noyau cible est représentée par un potentiel complexe à deux corps. Ce potentiel ne dépend donc que de la distance entre le nucléon incident et la noyau cible. Le potentiel est complexe afin de décrire les phénomènes de diffusion hors de la voie d'entrée (par analogie avec l'interaction de la lumière avec un milieu absorbant ou réfringent ayant un indice de réfraction complexe). Ce potentiel, qui est local, se compose d'une partie centrale (réelle et imaginaire), d'une partie de spin-orbite (lorsque la particule incidente possède un spin), et d'une partie coulombienne V_C (lorsque la particule incidente est chargée).

Sa forme est la suivante :

$$V(r) = -V_R f(r, r_R, a_R) - iW_V f(r, r_V, a_V) - 4 a_D iW_D \frac{d}{dr} f(r, r_D, a_D) + \left(\frac{-\hbar}{m\pi c}\right)^2 (V_S + iW_S) \vec{\sigma} \cdot \vec{L} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_S, a_S) + V_C \quad (\text{II, 1})$$

où V_R est le potentiel central réel,

W_V, W_D sont respectivement les potentiels imaginaires centraux de volume et de surface,

V_S, W_S sont respectivement les potentiels spin-orbites réels et imaginaires,

le facteur $\frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_S, a_S)$ est le facteur de forme de THOMAS.

la fonction : $f(r, r_X, a_X) = \left(1 + \exp\left(\frac{r - r_X A^{1/3}}{a_X}\right)\right)^{-1}$ est le

facteur de forme de SAXON-WOODS, il donne la variation radiale des potentiels ; sa forme a été choisie par analogie avec la

répartition de matière dans les noyaux, tirée principalement de diffusion d'électrons de haute énergie.

A est la masse du noyau,

m_π est la masse du pion.

On a donc des paramètres dynamiques V_R, W_V, W_D, V_S, W_S ,
des paramètres géométriques $r_R, a_R, r_V, a_V, r_D, a_D, r_S, a_S$,
des paramètres coulombiens.

Le potentiel coulombien est pris égal à celui d'une sphère uniformément chargée de rayon R_c . SAXON et WOODS ont montré que la diffusion n'est pas sensible à la répartition de charge, à l'intérieur du noyau donc cette forme approximative est suffisante.

$$R_c \simeq 1,20 A^{1/3} \text{ fm} \quad (\text{II}, 2)$$

CALCUL DES OBSERVABLES

On part de l'équation de SCHRODINGER :

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi + (E - V_{\text{opt}}) \psi = 0 \quad (\text{II}, 3)$$

où V_{opt} est le potentiel optique,

E l'énergie cinétique,

μ la masse réduite.

La méthode de résolution de cette équation a été décrite de façon détaillée. Nous en rappellerons les principaux résultats :

la fonction d'onde totale $\psi(r)$ peut être développée sur une somme portant sur les fonctions d'onde radiales, angulaires, et de spins.

$$\psi(r) = \sum_{jLM} \frac{u_{jL}(r)}{r} \langle L \lambda \text{ sm} | jM \rangle i^L Y_L^\lambda(\theta) Y_S^m \quad (\text{II}, 4)$$

où Y_S^m est la fonction d'onde de spin de la particule incidente,

Y_L^λ une harmonique sphérique,

i^L assure l'invariance par rapport au temps.

Le spin de la particule incidente peut se coupler de deux façons au moment orbital L donnant un moment angulaire total $j = L \pm \frac{1}{2}$; les valeurs propres de $\vec{\sigma} \cdot \vec{L}$ sont L et $-(L+1)$. Si l'expression de ψ est introduite dans l'équation (II, 3), on obtient pour chaque valeur de L une paire d'équations. Les fonctions d'onde radiales $u_L^+(r)$ et $u_L^-(r)$ correspondant aux deux orientations de spin satisfont à :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u_L^+}{d^2 \rho} + \left\{ 1 - \frac{V_c}{E} - \frac{V_s \rho(\rho) + i W_s q(\rho)}{E} - \frac{\rho(V_s + i W_s) R(\rho)}{E} - \frac{\rho(\rho+1)}{\rho^2} \right\} u_L^+(\rho) &= 0 \\ \frac{d^2 u_L^-}{d^2 \rho} + \left\{ 1 - \frac{V_c}{E} - \frac{V_s \rho(\rho) + i W_s q(\rho)}{E} + \frac{(\rho+1)(V_s + i W_s) R(\rho)}{E} - \frac{\rho(\rho+1)}{\rho^2} \right\} u_L^-(\rho) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II, 5})$$

où $\rho = kr$, k nombre d'onde $(k = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}})$

$h(\rho)$ est le facteur de forme de THOMAS,

$W_g(\rho)$ est le potentiel imaginaire,

$f(\rho)$ est le facteur de forme de SAXON-WOODS,

V_c est le potentiel coulombien.

Dans la région extérieure au noyau, seul intervient le potentiel coulombien; les deux équations deviennent :

$$\frac{d^2 u_L}{d^2 \rho} + \left\{ 1 - \frac{\gamma}{\rho} - \frac{\rho(\rho+1)}{\rho^2} \right\} u_L = 0 \quad (\text{II, 6})$$

où $\gamma = \mu \frac{Ze^2}{\hbar^2 k}$

Les solutions de ces équations sont les fonctions de COULOMB régulière $F_L(\rho)$ et irrégulière $G_L(\rho)$. Les fonctions d'onde radiales tendent asymptotiquement au-delà des forces nucléaires vers :

$$u_L^\pm(\rho) = F_L(\rho) + i G_L(\rho) + \eta_L^\pm (F_L(\rho) - i G_L(\rho)) \quad (\text{II, 7})$$

où $\eta_L^\pm = e^{i\delta_L}$ sont les éléments de matrice de diffusion.

La connaissance de $\eta_L^{\pm}$ détermine les sections efficaces et les polarisations. Les amplitudes de diffusion sont données par :

$$A(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} [(2L+1)\eta_L^+ + P_L^-(2L+1)] e^{i\sigma_L} P_L^1(\cos\theta) \quad (\text{II}, 8)$$

$$B(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (\eta_L^+ - \eta_L^-) e^{i\sigma_L} P_L^1(\cos\theta)$$

où $f_c(\theta)$ est l'amplitude de diffusion coulombienne,

$$f_c(\theta) = -\frac{\gamma}{2k} \left(\frac{1}{\sin^2(\theta/2)} \right) \exp(2i\sigma_0 - 2i\gamma \log(\sin(\theta/2))) \quad (\text{II}, 9)$$

σ_L est le déphasage coulombien.

La section efficace est alors donnée par :

$$\sigma(\theta) = A^2 + B^2$$

La polarisation par :

$$P(\theta) = \frac{2 \operatorname{Im} (A^* B)}{\sigma(\theta)} \cdot \vec{n}$$

où $\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f|}$ (II, 10)

$A(\theta)$ est l'amplitude de diffusion sans spin-flip,

$B(\theta)$ est l'amplitude de diffusion avec spin-flip.

LES TERMES DU POTENTIEL OPTIQUE

a) Le potentiel réel.

Pour des protons de 30 Mev ce terme a une valeur approximative de 50 Mev, valeur qui décroît avec l'énergie. On a suggéré que ce terme dépendait de l'excès de neutrons, terme qui a pu être incorporé sous la forme d'un terme proportionnel à $\frac{N-Z}{A}$ (terme de symétrie) ; On a aussi fait intervenir un terme d'énergie coulombienne; la raison de la présence de ce terme est celle-ci : V_R dépend de l'énergie du nucléon incident, et le potentiel coulombien réduit son énergie cinétique à l'intérieur du noyau.

V_R s'écrit donc :

$$V_R = V_0 + V_1 \left(\frac{N - Z}{A} \right) + 0,4 \frac{Z}{A}^{1/3} - \epsilon E$$

De leur analyse, BECCHETTI et GREENLESS obtiennent pour des énergies inférieures à 50 Mev :

$$V_R = 54 + 24 \left(\frac{N - Z}{A} \right) + 0,4 \frac{Z}{A}^{1/3} - 0,32 E \quad (\text{en Mev})$$

Pour les paramètres géométriques, initialement PEREY (PE - 63) a pris : $r_R = 1,25$ fm $a_R = 0,65$ fm, mais depuis BECCHETTI et GREENLESS (BE - 69) prennent $r_R = 1,17$ fm $a_R = 0,75$ fm.

b) Le potentiel imaginaire.

Les potentiels de volume W_V et de surface W_D correspondent à deux régions d'énergie ; à notre énergie, seul intervient l'absorption de surface, alors qu'à plus haute énergie (150 Mev) intervient le terme de volume. Certains auteurs ont montré la présence d'un terme de symétrie, ainsi BECCHETTI et GREENLESS choisissent pour notre domaine d'énergie :

$$W_D = 11,8 - 0,25 E + 12 \left(\frac{N - Z}{A} \right) \quad (\text{en Mev})$$

$$r_D = 1,32 \text{ fm} \quad a_D = 0,51 + 0,7 \left(\frac{N - Z}{A} \right) \text{ fm}$$

c) Le potentiel spin-orbite.

Ne faisant pas de polarisation, nous ne pouvons prétendre faire une recherche valable sur ce potentiel.

LE MODELE MICROSCOPIQUE

Ce modèle a été réalisé par GREENLEES, PYLE et TANG. (G,P - 71)

Le potentiel optique $V(r)$ entre une particule incidente et la cible est la somme de toutes les interactions $v(|r - r'|)$, entre les nucléons de la cible et la particule incidente. Si la densité de distribution de la matière est $\rho_m(r')$, une simple intégrale classique donne :

$$V(r) = \int \rho_m(r') v(|r - r'|) dr' \quad (II, 11)$$

Puisque le potentiel d'interaction nucléon-nucléon est à courte portée, cette expression donne un potentiel qui est caractérisé par la même forme que la distribution de matière nucléaire. Dans la zone intérieure du noyau, le potentiel reste constant, puis, il décroît très rapidement à la surface.

L'analyse quantique du problème ajoute naturellement des complications supplémentaires :

L'expression (II, 11) néglige les effets dus à l'indiscernabilité des nucléons, ce que nous devrions prendre en considération par antisymétrisation. Des termes d'échange (termes non locaux) devraient être introduits dans cette équation. Finalement, on néglige aussi les effets de corrélation dans une diffusion multiple.

Il est cependant intéressant de faire ces approximations.

GREENLEES et ses collaborateurs commencent par extraire l'équation (II, 11) par une méthode variationnelle, et ils introduisent l'interaction nucléon-nucléon de la forme :

$$\begin{aligned}
 v(|r_i - r_j|) \approx v(r) = & U_0(r) + U_2(r) z_i z_j + U_0(r) \sigma_i \sigma_j + U_{\sigma 2}(r) \sigma_i \sigma_j z_i z_j \\
 & + \{U_2(r) + U_{\sigma 2}(r) z_i z_j\} S_{ij} + U_5(r) \hbar^{-1} \{ (z_i - z_j) \wedge (p_i - p_j) \cdot (\sigma_i + \sigma_j) \}
 \end{aligned}
 \tag{II, 12}$$

où S_{ij} est l'opérateur tensoriel.

Pour un noyau de spin zéro, le potentiel optique peut s'exprimer par une somme de trois termes :

$$V(r) = V_R(r) + V_T(r) + V_S(r)$$

où $V_R(r)$ est indépendant du spin et de l'isospin,
 $V_T(r)$ dépend de l'isospin,
 $V_S(r)$ dépend du spin.

Pour expliciter les termes de spin et d'isospin, la distribution de matière doit être séparée en distribution de protons et de neutrons :

$$\rho_m(z) = \rho_p(z) + \rho_n(z)$$

On utilise une base sphérique :

$$V_R(r) = \int \rho_m(z') U_0(|z - z'|) dz' \tag{II, 13}$$

$$V_T(r) = z_3 \int \{ \rho_p(z') - \rho_n(z') \} U_2(z - z') dz'$$

$$\begin{aligned}
 V_S(r) = & -\hbar^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4\pi}{(2n+1)!} \frac{2n}{z} \frac{d}{dz} \left\{ \frac{z(n-1)}{2} \frac{d^{2n-3}}{dz^{2n-3}} \rho_m(z) + \frac{d^{2n-2}}{dz^{2n-2}} \rho_n(z) \right\} \times \\
 & \left(\int_0^{\infty} U_{LS}(\eta) \eta^{2n+2} d\eta \right) \vec{L} \cdot \vec{\sigma}
 \end{aligned}$$

Pour utiliser ces expressions, il est nécessaire de choisir une forme explicite pour la distribution de matière nucléaire, et pour les fonctions radiales dans les interactions nucléon-nucléon.

Pour la distribution de matière, on choisit un facteur de forme du type SAXON-WOODS

$$\rho_m(z) = \rho_m(0) \times \left\{ 1 + \exp\left(\frac{z - R_m}{a_m}\right) \right\}^{-1} \tag{II, 14}$$

Une forme de YUKAWA ou de GAUSS est choisie pour l'interaction nucléon-nucléon :

$$v_d(r) = V_d \exp(-\mu r) / r \quad (\text{YUKAWA})$$

$$v_d(r) = V_d \exp(-\mu r^2) \quad (\text{GAUSS})$$

où V_d et μ sont des paramètres ajustables.

On fait aussi l'approximation que les distributions protons-neutrons sont proportionnelles :

Ainsi on a : $v(r) = \int v_d(r)$

Le terme d'isospin devient : $V_T(r) = \xi \left(\frac{N-Z}{A} \right) Z_Z V_R(r)$

où $Z_Z = +1$ pour les neutrons
 $Z_Z = -1$ pour les protons. (II, 15)

Ceci est le terme d'isospin du potentiel central que l'on retrouve dans les analyses du modèle optique classique.

Aux énergies inférieures à 50 MeV, on peut utiliser seulement le premier terme de l'équation (II, 13) pour le potentiel spin-orbite :

$$V_S(r) = \frac{4\pi}{3k} \frac{1}{Z} \frac{d\rho_m(z)}{dz} \int V_S(r) \gamma' d\gamma \vec{L} \cdot \vec{\sigma} \quad (\text{II, 16})$$

On retrouve ainsi la même forme que pour le modèle optique classique

$$V_S(r) = V_S \left\{ \frac{\hbar^2}{m_p c^2} \right\} \frac{1}{Z} \frac{d}{dz} f(z) \vec{L} \cdot \vec{\sigma}$$

De cette méthode d'analyse, nous pouvons espérer arriver à extraire des données intéressantes :

- a) le rayon quadratique moyen de distribution de la matière,
 - b) la différence entre le rayon quadratique moyen de la distribution de neutrons de celle de la distribution de protons.
- En effet cette dernière est connue de façon relativement satisfaisante par les expériences de diffusion d'électrons à très hautes énergies.

ETUDE DE LA DIFFUSION INELASTIQUE

Pour étudier la diffusion inélastique, nous disposons de deux méthodes d'analyse :

- La D.W.B.A. qui traite la transition entre le niveau fondamental et le niveau considéré au premier ordre. Elle nous donne le L de transfert, et le paramètre de déformation β_L .

- La méthode des équations couplées qui tient compte des diverses possibilités de transition vers le niveau excité. Cette méthode est très appropriée pour traiter les différents états d'une même bande de rotation, ou de vibration dans lesquels les fonctions d'onde intrinsèques ne changent pas. C'est la méthode de choix pour déterminer les déformations statiques ou vibrationnelles du noyau.

LA D.W.B.A. (Distorted Wave BORN Approximation)

La méthode la plus utilisée dans les zones de moyenne énergie est l'utilisation de l'approximation de BORN, qui inclut les effets de distorsion des champs nucléaires et coulombiens. L'hamiltonien, pour un système comprenant une particule (notée en indice par o) et un noyau cible (dont les coordonnées sont ξ), peut s'écrire :

$$H = H_{\xi} + T_o + u(r_o) + V(r_o, \xi) \quad (II, 17)$$

où les fonctions d'onde Ψ qui satisfont à cet hamiltonien total sont solutions de l'équation de

$$H \Psi = E \Psi$$

L'hamiltonien de la cible (H_{ξ}) a ses fonctions d'onde $v(\xi)$ qui sont solutions de :

$$H_{\xi} v_n(\xi) = \epsilon_n v_n(\xi) \quad (II, 18)$$

où n est une référence soit pour l'état initial i , soit pour l'état final f . Les opérateurs d'énergie cinétique et d'énergie potentielle T_0 et $U(r_0)$ sont écrits dans les coordonnées du centre de masse, $U(r_0)$ sera un potentiel optique central que l'on définira plus loin. Le terme restant $V(\vec{r}_0, \xi)$ de l'équation (II, 17) est appelé potentiel d'interaction. Les coordonnées ξ réfèrent aux degrés de liberté du noyau, c'est à dire aux coordonnées de la surface nucléaire.

La fonction d'onde totale est composée d'une onde plane incidente plus des ondes sphériques sortantes. En négligeant les effets coulombiens, le comportement asymptotique devient :

$$\Psi^+ \rightarrow v_i(\xi) e^{ik_i \vec{r}_0} + \sum_f A_f v_f(\xi) e^{ik_f \vec{r}_0} \quad (II, 19)$$

où k_i et k_f sont les nombres d'onde du mouvement relatif pour les états initiaux et finaux. Il a été montré que la section efficace pour un processus inélastique est :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{\hbar^2}{k_i} \sum_{\alpha\beta} |T_{\beta i}|^2 \quad (II, 20)$$

où m est la masse réduite ; $\sum_{\alpha\beta}$ signifie la somme sur les nombres quantiques inobservés dans la voie de sortie, et la moyenne des nombres quantiques inobservés dans la voie d'entrée. L'expression de l'amplitude de diffusion (T_{fi}) est :

$$T_{fi} = \langle v_f(\xi) | \chi_f^- | V(\vec{r}_0, \xi) | \Psi^+ \rangle \quad (II, 21)$$

où χ_f^- est la fonction d'onde pour la voie de sortie déterminée par le potentiel optique $U_f(r_o)$, c'est à dire solution de

$$(-\nabla_f^2 + \frac{2m}{\hbar^2} U_f - k_f^2) \chi_f^- = 0 \quad (II, 22)$$

équation qui doit satisfaire aux conditions limites.

Mais la fonction d'onde totale $\Psi^\dagger$ n'est pas connue. La D.W.B.A. consiste à remplacer $\Psi^\dagger$ par le produit de la fonction d'onde interne du noyau et par la solution du potentiel optique dans la voie d'entrée ; alors T_{fi} devient :

$$T_{fi} \simeq \langle \chi_f(\xi) \chi_f^-(\vec{R}_f, \vec{z}_0) | V(\vec{z}_0, \xi) | \chi_i(\xi) \chi_i^-(\vec{R}_i, \vec{z}_0) \rangle \quad (II, 23)$$

Pour calculer l'intégration sur les ξ on suppose que $V(\vec{r}_o, \xi)$ est un potentiel central ; ainsi on peut faire un développement multipolaire :

$$V(\vec{r}_o, \xi) = \sum_{L,m} g_L(\xi, r_o) Y_L^m(\xi) Y_L^m(\hat{r}_o) \quad (II, 24)$$

Les états nucléaires sont définis par leur spin J et leurs projections m_j :

$$v_f(\xi) = v_{m_f}^{J_f}(\xi) \quad \text{et} \quad v_i(\xi) = v_{m_i}^{J_i}(\xi)$$

ainsi on arrive, en utilisant le théorème de WIGNER-ECKART :

$$\int d\xi v_{m_f}^{J_f}(\xi) g_L(\xi, r_o) Y_L^m(\xi) v_{m_i}^{J_i}(\xi) = \langle J_i m_i L M | J_f m_f \rangle F_L(r_o) \quad (II, 25)$$

$F_L(r_o)$ est indépendant des angles : c'est le facteur de forme.

T_{fi} s'écrit :

$$T_{fi} = \sum_{LM} \langle J_i m_i L M | J_f m_f \rangle \int d\vec{z}_0 \chi_f^-(\vec{R}_f, \vec{z}_0) F_L(r_o) Y_L^m(\hat{z}_0) \chi_i^-(\vec{R}_i, \vec{z}_0) \quad (II, 26)$$

En moyennant sur les états initiaux et en sommant sur les états finaux, on trouve :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \frac{eJ_{g+1}}{eJ_{g+1}} \sum_{LM} |B_{LM}|^2 \quad (\text{II, 27})$$

$$\text{où } B_{LM} = \int d\vec{r}_0 \chi_f^-(\vec{r}_f, \vec{r}_0) F_L(r_0) Y_L^*(\vec{r}_0) \chi_i^+(\vec{r}_i, \vec{r}_0) \quad (\text{II, 28})$$

Ces deux dernières équations ont une forme qui permet une intégration numérique, mais il est nécessaire de spécifier le facteur de forme $F_L(r_0)$ qui dépend du modèle nucléaire choisi.

METHODE DES EQUATIONS COUPLEES

L'idée en revient à BOHR et MOTTELSON (BO - 67).

On traite l'interaction par un nombre d'états limités fortement couplés au niveau fondamental. Le nombre de voies couplées est limité volontairement, sinon le calcul deviendrait très vite compliqué. Ce n'est pas une mauvaise approximation si on se limite à l'étude des premiers états excités. Considérons la réaction $X + P \rightarrow X^* + P'$ dans laquelle un proton est diffusé sur un noyau qui possède un certain nombre de niveaux excités, notés de $n = 1$ à N et couplés au niveau fondamental. Nous prendrons pour $n = 1$ l'état fondamental.

L'hamiltonien H du système est :

$$H = T + H_n(\vec{r}) + V(\vec{r}, \vec{r})$$

où T est l'opérateur d'énergie cinétique dans le mouvement relatif.

$H_n(\vec{r})$ est l'hamiltonien interne du noyau,

$V(\vec{r}, \vec{r})$ est l'interaction entre la particule incidente et la cible.

L'équation d'onde s'écrit :

$$(H_n(\vec{r}) + T + V(\vec{r}, \vec{\xi})) \psi(\vec{r}, \vec{\xi}) = E \psi(\vec{r}, \vec{\xi})$$

où $\vec{r}$ est la coordonnée de la particule incidente,

$\vec{\xi}$ sont les coordonnées internes du noyau,

$\psi(\vec{r}, \vec{\xi})$ est la fonction d'onde complète du système pour la diffusion d'une particule de spin S (projection μ) sur un noyau de spin I (projection K).

On peut décomposer en fonction d'onde d'états, ayant le moment angulaire total J .

$$\psi(\vec{r}, \vec{\xi}) = \sum_{JM} a_{JM} \psi_{JM}(\vec{r}, \vec{\xi})$$

M étant la projection de J sur l'axe de quantification, les coefficients a_{JM} sont définis par les conditions de la voie d'entrée. Cette voie est déterminée par les trois nombres quantiques (I, j, l) .

où I est le spin de l'état nucléaire dans la cible,

l est le mouvement orbital relatif,

$j = l \pm \frac{1}{2}$ est le moment angulaire total de la particule incidente.

Il s'en suit : $\vec{J} = \vec{I} + \vec{j}$

On admet que la fonction d'onde $\psi_{JM}^{(I, j, l)}$ (c'est à dire pour chaque voie d'entrée (I, j, l)) s'obtient par superposition des fonctions d'onde de diffusion élastique et de diffusions inélastiques :

$$\psi_{JM}^{(I, j, l)} = \frac{1}{2} u_{I, j, l}^J(\vec{r}) \phi_{JM}^{I, j, l}(\vec{\xi}, \vec{\xi}) + \frac{1}{2} \sum_{I' j' l'} u_{I' j' l'}^I(\vec{r}) \phi_{JM}^{I' j' l'}(\vec{\xi}, \vec{\xi}) \quad (II, 29)$$

où $u_{I, j, l}^J$ est la fonction d'onde radiale pour la diffusion des particules par les états nucléaires du noyau cible de spin I , ayant l'onde partielle l , le moment angulaire relatif $\vec{j} = \vec{l} + \vec{S}$, le moment angulaire total étant $\vec{J} = \vec{I} + \vec{j}$.

I', j', l' sont les nombres quantiques relatifs aux états excités,

$\Phi_{JM}^{Ijl}(\hat{r}, \xi)$ est le résultat du couplage de la fonction d'onde nucléaire $\psi_{IK}(\xi)$ pour l'état considéré avec la fonction d'onde angulaire $Y_l^m(\hat{r})$ (harmonique sphérique) et de spin χ_S^μ de la particule incidente.

On a ainsi :

$$\Phi_{JM}^{Ijl}(\hat{r}, \xi) = \sum_{K\lambda\mu m} \langle IKjm | JM \rangle \langle l\lambda S\mu | j m \rangle [i^l Y_l^m(\hat{r})] \chi_S^\mu \psi_{IK}(\xi) \quad (II, 30)$$

Les fonctions d'onde nucléaires satisfont à l'équation

$$H_n(\xi) \psi_{IK}(\xi) = E_I \psi_{IK}(\xi)$$

I étant l'énergie de l'état excité de spin I ,

En combinant ces relations, on obtient le système d'équations couplées pour les fonctions d'onde radiales $u_{Ijl}^J(r)$ et $u_{I',j',l'}^J(r)$:

$$(T_l + V_{Ije}^{(2)}(r) - E) u_{Ije}^J + \sum_{I'j'e' \neq Ije} V_{I'je'}^{(2)}(r) u_{I'je'}^J = 0 \quad (II, 31)$$

$$\begin{aligned} (T_{l'} + V_{I'je'}^{(2)}(r) - (E - E_l)) u_{I'je'}^J + \sum_{I''j''e'' \neq I'je'} V_{I''je''}^{(2)}(r) u_{I''je''}^J + \\ + V_{Ije}^{(2)}(r) u_{Ije}^J = 0 \end{aligned}$$

$$\text{avec } T_l = \frac{\hbar^2}{2M} \left\{ \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{d^2}{dr^2} \right\}$$

M étant la masse réduite.

Tout ce qui affecte la structure nucléaire est contenue dans l'élément de matrice nucléaire $V_{I'j'l';Ijl}^J$. Il est défini par :

$$V_{I'j'l';Ijl}^J(r) = \langle \Phi_{Jn}^{I'j'l'}(\vec{r}, \xi) | V(\vec{r}, \xi) | \Phi_{Jn}^{Ij'l}(\vec{r}, \xi) \rangle \quad (II,32)$$

Avant de résoudre ce système, il est nécessaire d'évaluer l'élément de matrice nucléaire; dans ce but, on développe le potentiel d'interaction $V(\vec{r}, \xi)$ en une somme d'opérateurs tensoriels multipolaires :

$$V(\vec{r}, \xi) = \sum_{Qq} (i^{Qq} Y_Q^q(\hat{r}))^* T_Q^q(r, \xi)$$

où Q est le moment angulaire de transfert ou l'ordre de multipolarité de l'excitation,

q est la composante de Q suivant l'axe de quantification.

On montre que l'on peut expliciter l'élément de matrice nucléaire sous la forme :

$$V_{I'j'l';Ijl}^{JQ}(r) = \frac{(2j+1)(2j'+1)(2l+1)(2l'+1)}{4} \begin{pmatrix} - \\ - \end{pmatrix}^{J+S+j+j'-I'} \begin{matrix} 1 & l-1' & -Q \end{matrix} W(IjI'j';JQ) W(Ijl'j';SQ) \langle I' || T_Q || I \rangle \quad (II,33)$$

où les W sont les coefficients de RACCAH

On montre ainsi :

$$V_{I'j'l';Ijl}^{JQ}(r) = X_{I'j'l';Ijl}^{JQ} \langle I' || T_Q || I \rangle \quad (II, 34)$$

où $X_{I'j'l';Ijl}^{JQ}$ est un coefficient géométrique qui dépend des voies et des états en présence,

$\langle I' || T_Q || I \rangle$ est l'élément de matrice réduit de l'interaction définit par la forme particulière du théorème de WIGNER-ECKART

$$\langle \psi_{I'k'}(\xi) | T_Q^q(\vec{r}, \xi) | \psi_{Ik}(\xi) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2I+1}} \langle I' || T_Q || I \rangle \langle I' k' q q | I' k' \rangle \quad (II,35)$$

La connaissance de l'élément de matrice réduit ou facteur de forme, nous permet de résoudre le système d'équations couplées, selon des méthodes classiques. Dans un tel calcul, on traite aussi bien les diffusions élastiques et inélastiques. Le nombre de voies traitées dépend essentiellement de la puissance des ordinateurs. TAMURA (TA - 65) tient compte des voies oubliées en ajoutant un terme multiplicatif au potentiel imaginaire, obtenu par le modèle optique de la diffusion élastique seule. Cette méthode donne des différences notables avec la D.W.B.A. lorsque les β_L de déformation sont grands ($\beta_L \geq 0,4$) ou lorsque le processus d'excitations multiples n'est pas négligeable.

CALCUL DU FACTEUR DE FORME

La plupart des noyaux de la couche (S,D) possède des propriétés collectives. Le facteur de forme approprié paraît être un facteur de forme collectif. Une simple application du modèle rotationnel pour les noyaux pair-pair va être donnée ; un modèle vibrationnel peut être aussi utilisé et donner des résultats parfois similaires (BA - 62). L'extension aux noyaux impairs va être donnée plus loin.

Dans le modèle rotationnel, le potentiel optique total est supposé être une fonction de la distance entre le projectile et la surface nucléaire.

$$U_{\text{total}} = U(r - R(\theta'))$$

où les R, θ' sont les coordonnées dans le système lié au noyau.

En supposant une symétrie cylindrique, l'expression générale de la surface du noyau est :

$$R(\theta') = R_0 \left(1 + \sum_L \beta_L Y_L^0(\theta') \right) \quad (\text{II, 36})$$

En développant le potentiel en série de TAYLOR autour de R_0

On a :

$$U_{\text{total}} = U(r - R_0) - \delta R \frac{\partial U}{\partial r} (r - R_0) + \frac{1}{2} \delta R^2 \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} (r - R_0) \quad (\text{II}, 37)$$

où $\delta R = R - R_0 = R_0 \sum_L \beta_L Y_L^0(\theta')$

Le terme $U(r - R_0)$ est identifié avec le potentiel optique sphérique qui est donné par la diffusion élastique, et qu'on utilise pour trouver les ondes distordues. Le deuxième terme est pris pour reproduire la diffusion inélastique ; En négligeant les termes d'ordre supérieur, on a :

$$V(\vec{r}_0, \xi) = \sum_L R_0 \beta_L \frac{dU}{dr} Y_L^0(\theta') \quad (\text{II}, 38)$$

En utilisant le théorème d'addition des harmoniques sphériques, ceci nous donne :

$$Y_L^0(\theta', 0) = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} \sum_M Y_L^{M*}(\hat{z}) Y_L^M(\hat{\xi}) \quad (\text{II}, 39)$$

où $\hat{\xi}$ localise le noyau dans un système d'axe lié au laboratoire, alors on peut écrire :

$$V(\vec{r}, \xi) = \sum_{LM} R_0 \beta_L \frac{dU}{dz} \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} Y_L^{M*}(\hat{z}) Y_L^M(\hat{\xi}) \quad (\text{II}, 40)$$

Pour un noyau pair-pair excité selon le mode rotationnel la fonction d'onde nucléaire s'écrit :

$$v_i(\xi) = Y_0^0(\xi) \phi_{\text{int}}$$

$$v_f(\xi) = Y_{Jf}^{Mf}(\xi) \phi_{\text{int}}$$

où l'angle ξ représente les coordonnées collectives du noyau, alors que la partie intrinsèque est notée ϕ_{int} . En utilisant les expressions précédentes pour V , v_f et v_i , et en réduisant, le facteur de forme devient :

$$F_L(r) = \frac{1}{\sqrt{2L+1}} \beta_L R_0 \frac{dU}{dz} \delta_{JfL} \delta_{MfM} \quad (\text{II}, 41)$$

CHAPITRE III

LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

+++++

L'expérience s'est déroulée au cyclotron à énergie variable de Grenoble. Le schéma de l'optique de faisceau de la voie utilisée (A) est représenté sur la figure ci-jointe; nous nous bornerons ici à décrire le rôle des principaux éléments.

La trace du faisceau est visualisée par les quartzs Q. Les systèmes de fentes nous donnent une mesure quantitative de la répartition transversale du courant. Le rôle de la voie analysée est important : le faisceau qui a une dispersion en énergie d'une centaine de KeV est réduit à une dizaine de KeV environ. Cette voie analysée est constituée essentiellement de deux aimants de 120° "SAM1 et SAM2", qui associés à des fentes d'analyse F, sélectionnent une bande d'énergie, et permettent d'optimiser le rapport intensité-résolution.

L'intensité du faisceau sur la cible est restée de l'ordre de 15 nanoampères, la stabilité du faisceau étant excellente.

LES DETECTEURS

Nous disposons de deux détecteurs. L'angle solide est déterminé par un diaphragme rectangulaire de 2 mm x 8 mm situé à 32 cm de la cible. Pour chaque télescope, nous possédons deux jonctions silicium-lithium:

Une jonction " ΔE " de 2 mm d'épaisseur. Cette diode arrête toutes les particules autres que les protons diffusés. Le parcours moyen des particules dans le silicium est fonction de leur nature. Pour une énergie de l'ordre de 30 MeV, seuls les protons et les deutons ont des pénétrabilités importantes; en fait les deutons ont des bilans d'énergie peu favorables :

$$\begin{array}{ll} {}^{12}\text{C} (p, d) {}^{11}\text{C} & Q = - 16.5 \text{ MeV} \\ {}^{19}\text{F} (p, d) {}^{18}\text{F} & Q = - 8.2 \text{ MeV} \end{array}$$

Les deutons sont totalement arrêtés dans la " ΔE "; à la suite de cette jonction " ΔE " se trouve, une deuxième jonction "E" de 5 mm d'épaisseur. Cette épaisseur est suffisante pour absorber les protons. Un système électronique de coïncidence permet de sommer les impulsions dues aux protons dans les jonctions " ΔE " et "E".

Les jonctions "E" ont été testées à chaud à l'aide de particules alpha de 8 MeV. Voici leurs caractéristiques pour 500 Volts de polarisation :

- Résolution de 25 à 30 KeV.
- Courant inverse de 300 nanoampères.

Dans le télescope, les jonctions sont refroidies à l'aide de cryostat à effet PELTIER.

Pour l'expérience, ces détecteurs sont montés sur des plateaux mobiles, à l'intérieur d'une chambre à diffusion de grand diamètre; leur position est repérée avec une précision de l'ordre de 5 minutes.

Le moniteur est constitué d'une seule jonction de 700 microns d'épaisseur. Il permet de compter les particules alpha émises par la cible.

CIBLE

Les cibles ont été réalisées à l'aide de feuilles de Téflon industriel ($C F_2$)ⁿ d'épaisseur moyenne de $2,2 \text{ mg/cm}^2$. Pour améliorer la résolution, il a été nécessaire de les amincir avec un laminoir. Les cibles que nous avons réalisées avaient une épaisseur variant entre $1,2 \text{ mg/cm}^2$ et $1,4 \text{ mg/cm}^2$. Le fait d'utiliser du Téflon introduit un spectre parasite de ^{12}C ; mais en fait seuls, les deux premiers états du ^{12}C apparaissent dans la zone utile du spectre. L'effet cinématique jouant, les pics élastiques du ^{12}C et du ^{19}F se séparent vers 25 degrés.

ELECTRONIQUE

Pour chaque télescope, nous disposons à la suite des jonctions "E" et "ΔE" de deux chaînes semblables.

Pour chaque diode, nous avons :

- un préamplificateur, un amplificateur linéaire, un zéro-crossing, un analyseur monocanal, un amplificateur à retard variable et une porte.

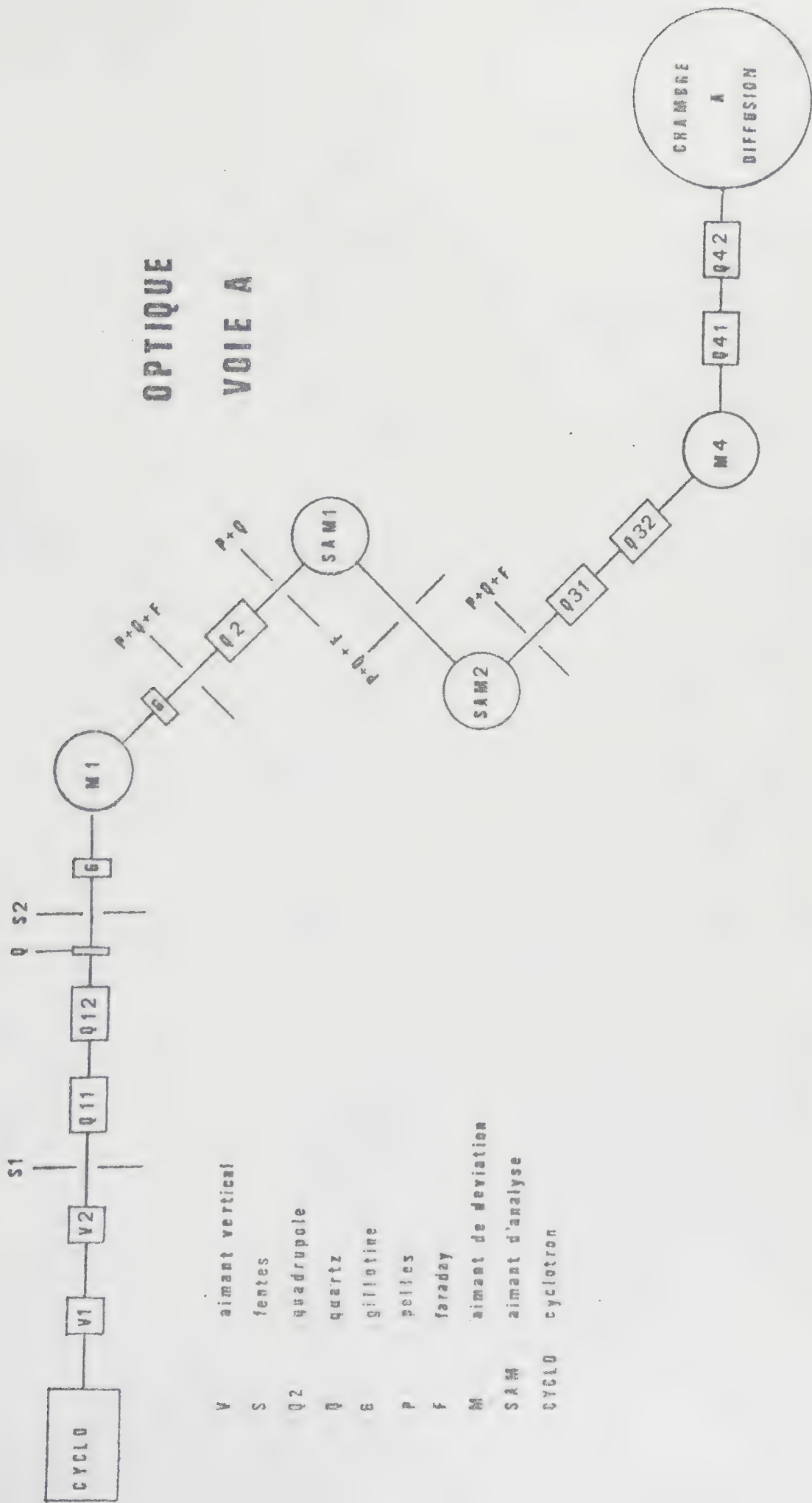
Pour chaque chaîne à la sortie de l'amplificateur linéaire, nous disposons de 2 voies : une voie logique qui commande le système de coïncidence, et une voie analogique.

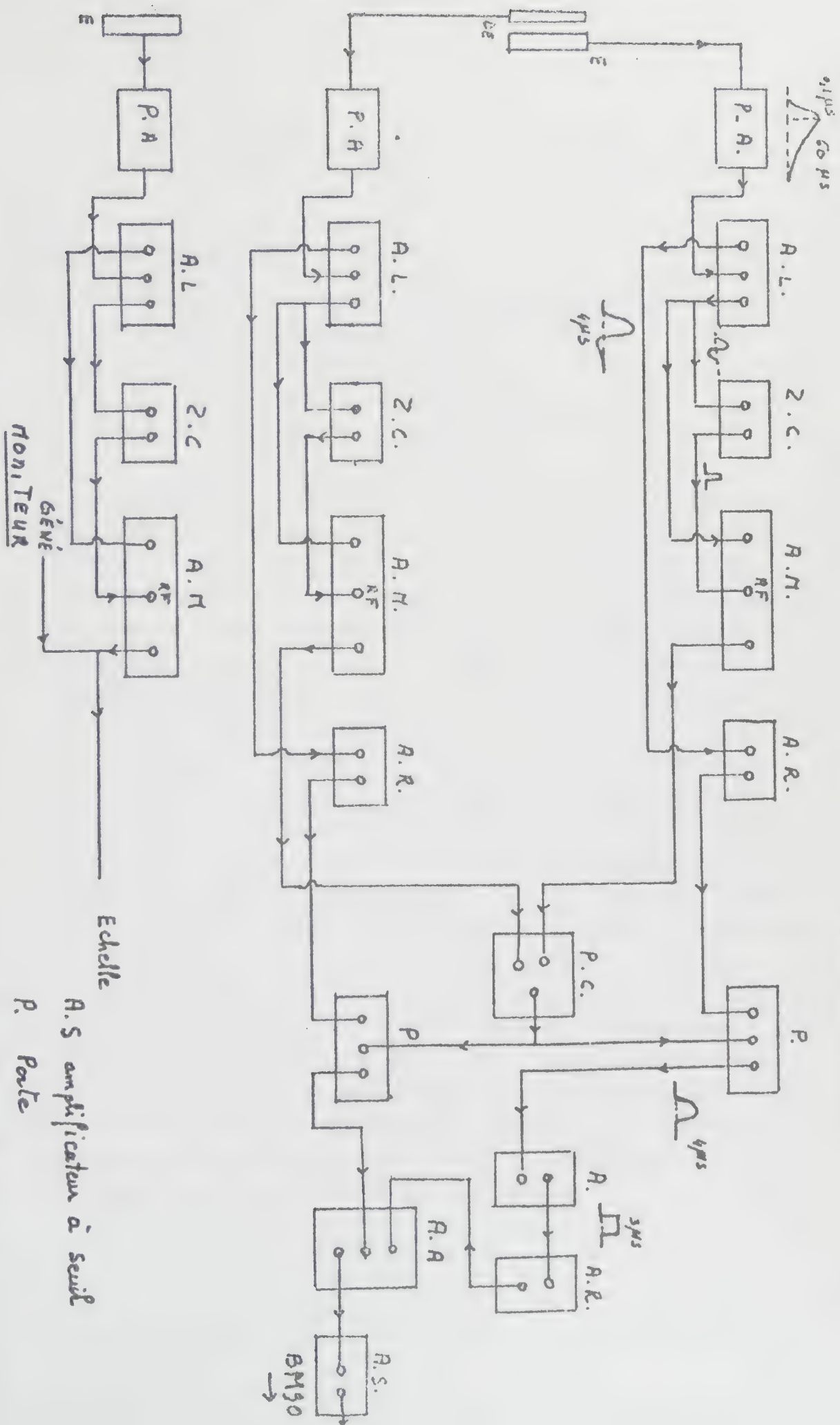
La voie logique :

A la sortie de l'amplificateur linéaire, nous avons une impulsion bipolaire; le retour au zéro de cette impulsion donne dans le zéro-crossing un signal bref qui sert de référence en temps. L'ouverture des portes a lieu si les deux chaînes donnent le même signal.

La voie analogique :

Elle sert d'abord de mise en forme de l'impulsion, afin de présenter un signal rectangulaire qui est proportionnel à l'énergie perdue par la particule dans la jonction; si le signal de coïncidence arrive, les deux portes sont alors ouvertes et les deux signaux (E et ΔE) s'additionnent dans l'additionneur analogique. Après une coupure par l'amplificateur à seuil, l'impulsion somme est alors traitée dans un analyseur multicanaux (BM 96). A la fin de chaque "run", le spectre obtenu est transféré sur une bande magnétique au moyen d'un calculateur P.D.P. 9. (voir schéma électronique)





P.A. pre-amplificateur

A.N analyseur monocanal

P.C porte logique à coincidence

P. Porte

A.S amplificateur à seuil

Echelle

OBTENTION DES DONNEES

+++++

ETALONNAGE DU SPECTRE

Pour étalonner les spectres, nous nous sommes servis des niveaux d'énergie du ^{19}F bien localisés:

- les états $3/2^+$ à 1.554 MeV
- les états $9/2^+$ à 2.779 MeV
- les états $5/2$ à 4.549 MeV
- le doublet à 6.08 et 6.09 MeV.

Malheureusement au delà de ce doublet, il n'y a pas de niveaux importants qui ressortent à des énergies bien déterminées. Par ce fait, pour repérer des niveaux situés plus hauts en énergie, il a été nécessaire de faire une interpolation linéaire. Il est donc possible, que pour ces niveaux, des erreurs se soient produites. Cependant, l'examen des premiers niveaux du ^{12}C montre que cette erreur éventuelle doit être assez faible, de l'ordre d'une quarantaine de KeV pour les états du ^{19}F situés aux alentours de 8 ou 9 MeV.

Ces spectres sont étalés sur 4 096 Canaux, ce qui donne environ une dizaine de KeV par canal. Le repérage des pics propres au ^{19}F , n'a pas posé de problèmes majeurs. Le système "E" et " Δ E" élimine les particules autres que les protons (voir description en électronique). Les pics du carbone sont très excités, et se distinguent facilement. Cependant, ils ont masqués certains états du ^{19}F dans un intervalle de 10 à 15 degrés.

Le pic élastique du ^{19}F à 15 et 20 degrés a été perdu, du fait qu'il était confondu avec celui du ^{12}C . Néanmoins, on aurait pu penser calculer la section efficace totale ($^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$) et soustraire celle du ^{12}C , qui est connue à cette énergie. Ceci n'a pu être fait compte tenu du très faible taux de comptage du moniteur, et de la variation très rapide de la section efficace du ^{12}C dans cette zone. Ce processus, par ailleurs n'est pas très précis.

Pratiquement toutes les sections efficaces ont été intégrées à l'aide du calculateur P.D.P. 9. Mais, pour les autres niveaux, les pics ont dû être intégrés à la main ; des difficultés particulières sont apparues dans le dépouillement de l'état $5/2^+$ à 197 KeV pour les angles situés avant 75 degrés.

Ceci est dû à une résolution trop faible (80 KeV), à la présence du niveau $1/2^-$ à 110 KeV, et surtout à l'importante traînée du pic élastique (très important dans cette zone);

Un dépouillement méticuleux a été fait, mais le risque d'une erreur systématique n'est pas à exclure.

ESTIMATION DES ERREURS

L'erreur statistique est donnée par :

$$\Delta N = \sqrt{N}$$

où N est le nombre de coups dans le pic considéré
(bruit de fond en moins)

On a aussi une erreur statistique sur le nombre de coups alpha détecté par le moniteur; ceci est particulièrement sensible aux angles avants. Les erreurs possibles dues au bruit de fond et au dédoublement des pics sont aussi prises en compte.

CALCUL DE LA SECTION EFFICACE

L'expression de la section efficace dans le laboratoire est :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{n}{d\omega} \cdot \frac{\cos\theta_c}{\rho x} \times \frac{A}{Q} \times \frac{e}{N} \times (1+Z)$$

où n est le nombre de coups dans un pic considéré,

$d\omega$ est l'angle solide des détecteurs,

θ_c est l'angle de la cible par rapport au faisceau,

ρx est l'épaisseur de la cible en unité de masse par cm^2 ,

A est le poids atomique de la cible,

Q est le courant qui passe à travers la cible en microcoulomb,

e est la charge électrique élémentaire,

Z est le taux de temps mort.

La section efficace dans le centre de masse est obtenue par multiplication par le jacobien $J(\theta_L)$

TAUX DE TEMPS MORT

Il est toujours resté faible (maximum 10 % aux angles avants)
Les pertes de comptage sont estimées par comparaison du nombre de coups alpha comptés par le moniteur, et du nombre de coups présents dans le pic moniteur du spectre, formé à partir du traitement d'impulsions d'un générateur commandé par l'arrivée d'une particule alpha sur le moniteur.

CONSUMMATION CIBLE

Il est intéressant de vérifier si sans l'effet des irradiations et du vide, il ne se produit pas un phénomène d'évaporation du Fluor. Pour cela, on a pu contrôler le rapport N_α / Q (N_α nombre de particules alpha comptées par le moniteur sur la quantité de courant (Q)). Cette quantité est restée constante dans le temps. En effet, comme cela se produit en absence d'évaporation, N_α est proportionnel au produit $e \times Q$ (e épaisseur de la cible)

Voici les résultats de nos calculs sur 10 mesures successives effectuées sur la même cible (l'angle de la cible par rapport au faisceau est constant).

Q (microcoulomb)	N_α	N_α / Q	inc. stat. (%)	écart par rapport à la moyenne (%)
50.0	337	6.74	6	- 5.5
21.0	145	6.90	8	- 2.2
24.8	203	8.18	7	+14.0
31.8	237	7.45	7	+ 4.5
151.5	1073	7.00	3	- 1.8
100.8	733	7.27	4	+ 1.9
143.9	1078	7.49	3	+ 5.0
61.9	418	6.75	5	- 5.2
80.0	553	6.91	5	- 3.1
164.0	1144	6.97	3	- 2.2
<u>Total</u> 829.7	5921	Valeur moyenne $N_\alpha / Q = 7.13$		

SECTION EFFICACE RELATIVE

Le moniteur détecte les alphas provenant de la cible; il est placé à un angle fixe avec une ouverture constante. Le nombre d'alphas collectés est directement proportionnel au produit

$$N_{\alpha} \sim \frac{Q_{\alpha} \rho x z}{\cos(\theta_c) \sqrt{z+1}}$$

La section efficace d'un pic considéré sera donc égale à :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{K J(\theta_L) \times N}{N_{\alpha}}$$

où N est le nombre de coups du pic considéré.

Enfin il est nécessaire de vérifier si les deux détecteurs possèdent bien les mêmes caractéristiques. Pour cela, on a placé les deux détecteurs de façon symétrique par rapport à l'axe du faisceau ($\theta_L = 85^\circ$); la normalisation entre les deux détecteurs a fait apparaître une différence de 27 % non expliquée. Compte tenu de cette renormalisation on arrive à des distributions angulaires assez continues.

SECTION EFFICACE ABSOLUE

Le calcul direct a été fait dans le cas d'une cible non amincie de $2,2 \text{ mg/cm}^2$, en raison d'une meilleure définition de l'épaisseur. Nous avons trouvé deux valeurs de la constante de normalisation suivant le détecteur utilisé. Aussi, il nous est apparu judicieux de faire des vérifications. Pour cela, nous avons utilisé deux méthodes.

On utilise la distribution angulaire élastique du carbone qui est connue avec une bonne précision à 30 MeV (RI - 64) et (DI - 63) et on calcule la section efficace en utilisant les formules suivantes :

$$\frac{d\sigma}{d\omega/\text{carbone}} = \alpha J_c(\theta_L) \times N_{1/2}$$

$$\frac{d\sigma}{d\omega/\text{Fluor}} = \frac{\alpha}{2} J_F(\theta_L) \times N_{1/2,F}$$

où α est une constante, le 2 tenant compte de la composition chimique de la cible $(C F_2)_n$

On arrive à :

$$\frac{d\sigma}{dw}_{F_{the}} = \frac{d\sigma}{dw}_{Carbone} \times \frac{J_F(\theta_L) \times N_{19F}}{J_C(\theta_L) \times 2 \times N_{12C}}$$

où $J_F(\theta_L)$ et $J_C(\theta_L)$ sont les jacobiens de transformation laboratoire-centre de masse. Les valeurs de la section efficace du Carbone sont données de 2 degrés en 2 degrés; il est donc nécessaire d'interpoler linéairement.

Cette méthode a été utilisée pour calculer point par point la distribution angulaire élastique, afin de déterminer la constante de normalisation. Ces résultats sont d'autant plus valables que l'on a utilisé la zone de 40 à 70 degrés, zone où ces sections efficaces varient lentement.

Cette méthode n'est pas très précise, mais elle nous a permis de vérifier qu'une des valeurs de la constante de normalisation trouvée par le calcul direct était bonne..

Une autre méthode consiste à utiliser la normalisation donnée par le modèle optique. Ceci a été fait à l'aide du programme R.A.R.O.M.P. qui permet une grille sur la normalisation. Le passe par un minimum pour la valeur considérée. Une étude plus détaillée de cette méthode est donnée dans l'analyse de la diffusion élastique.

Compte tenu de ces précautions, nous pensons avoir déterminé des données correctes pour l'analyse qui va suivre.

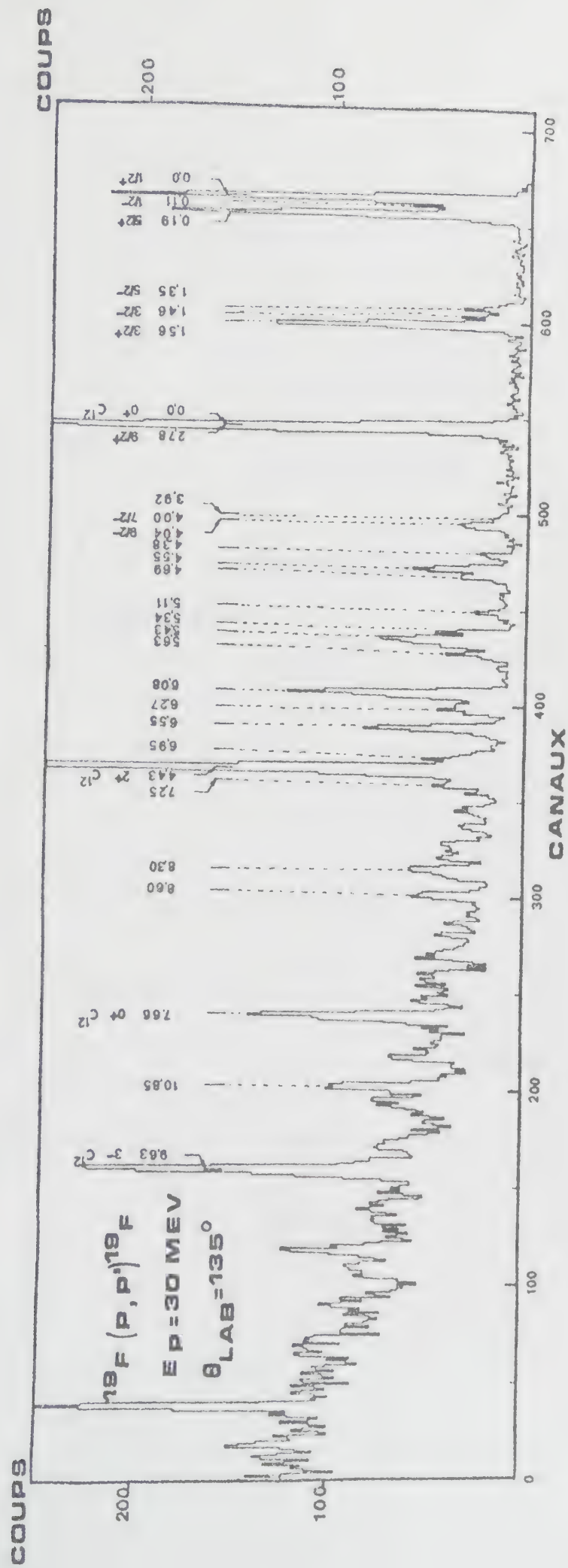


Fig. 4

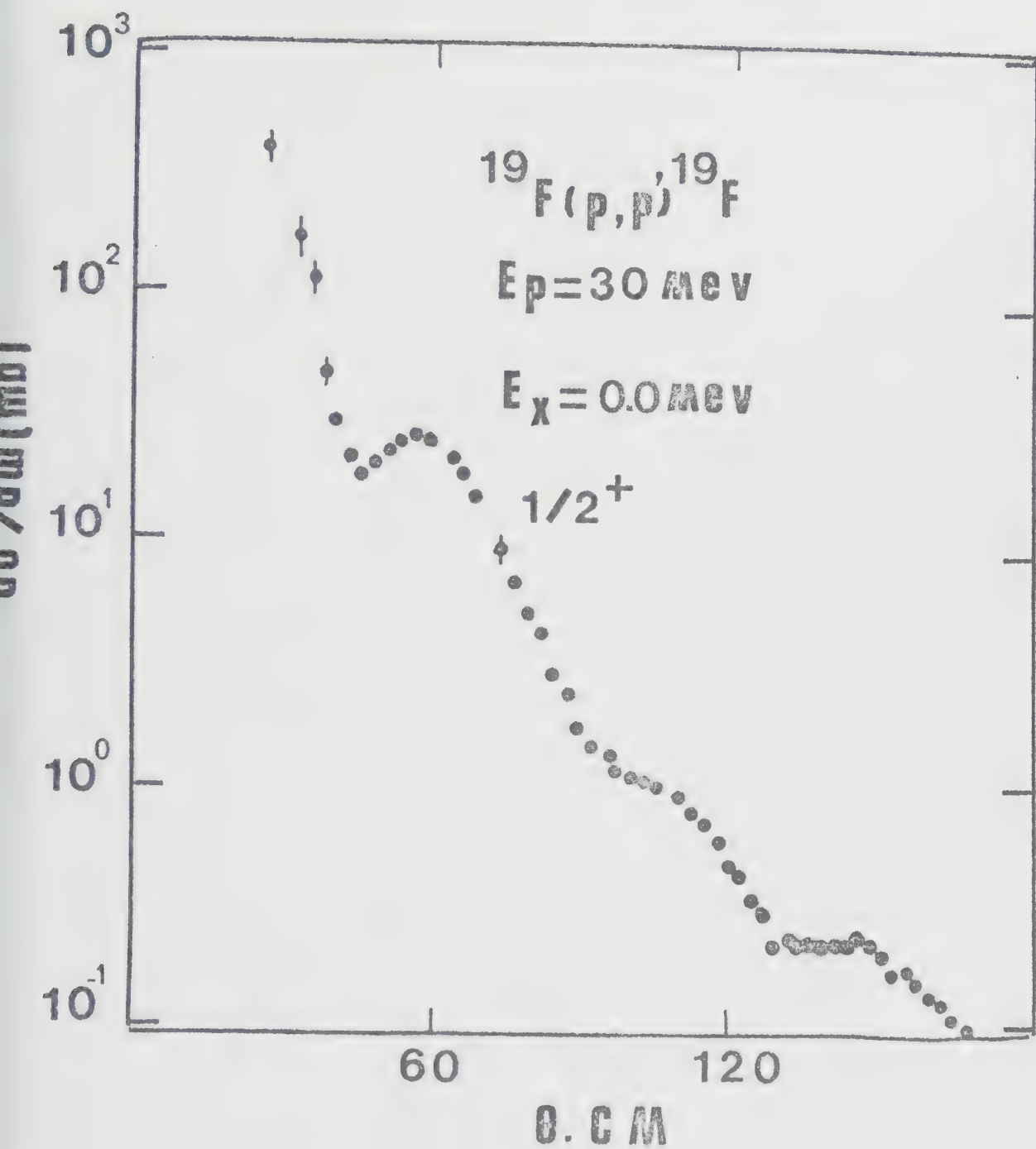


Fig. 5

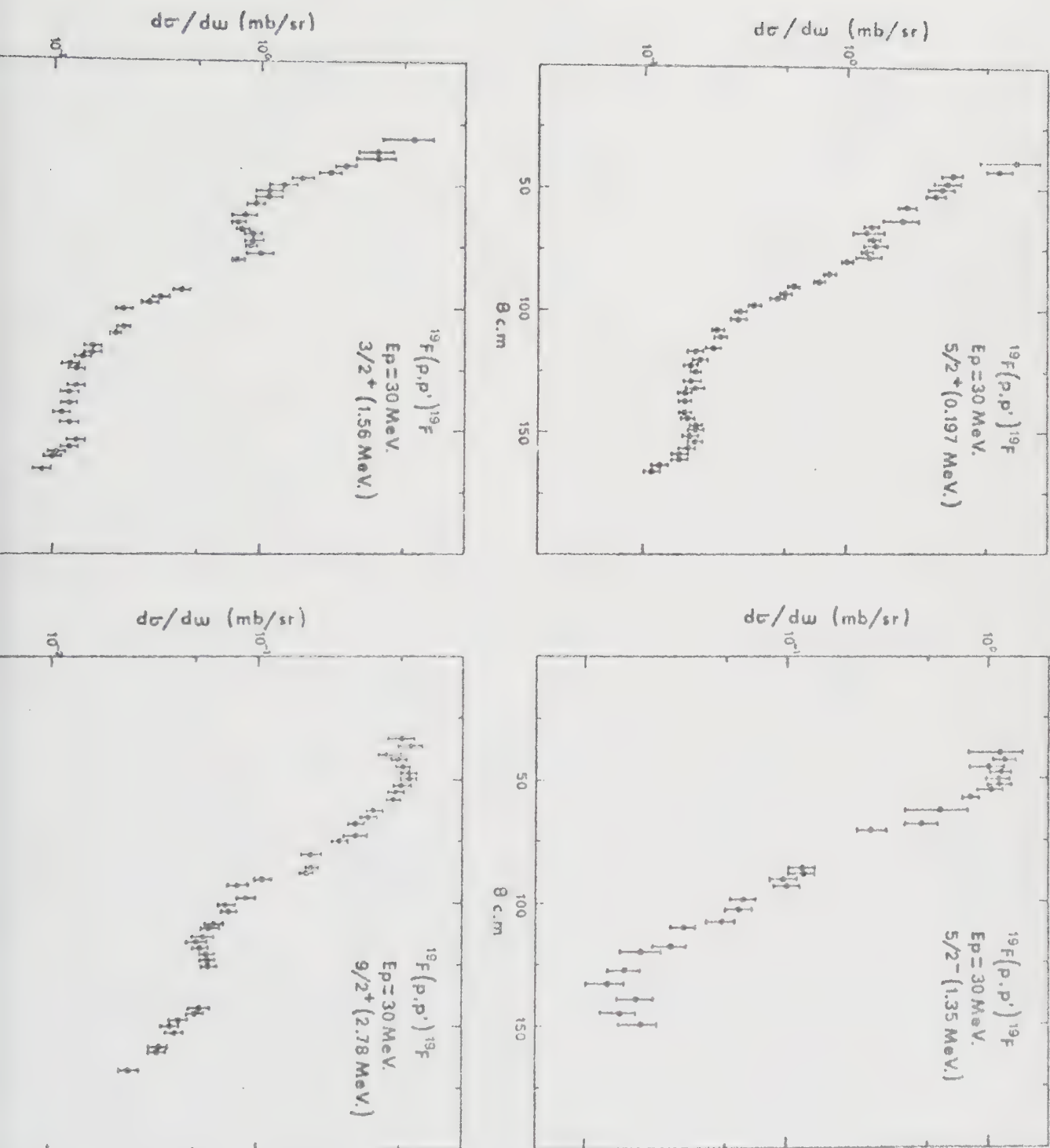


Fig. 6

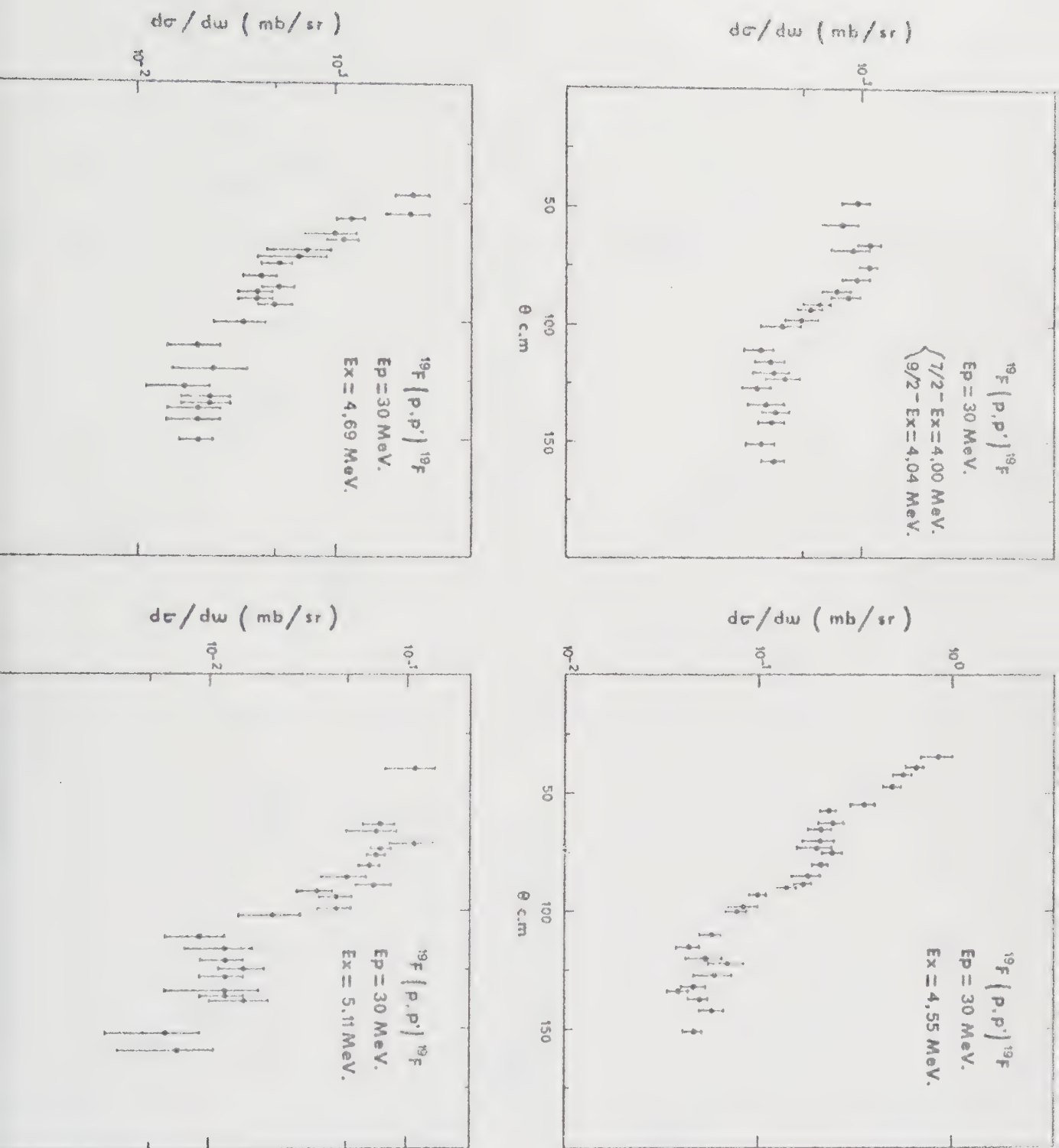


Fig. 7

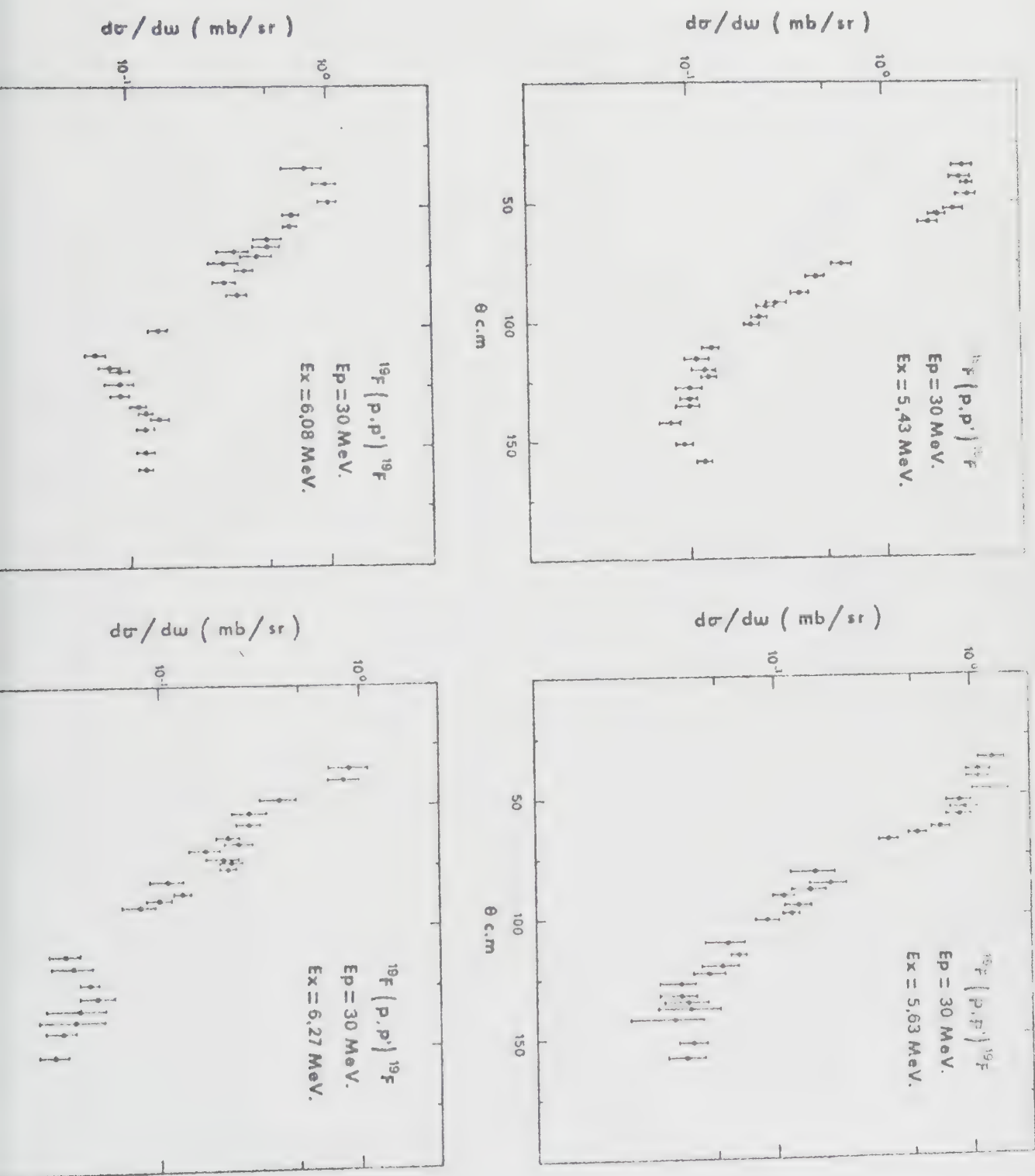


Fig. 8

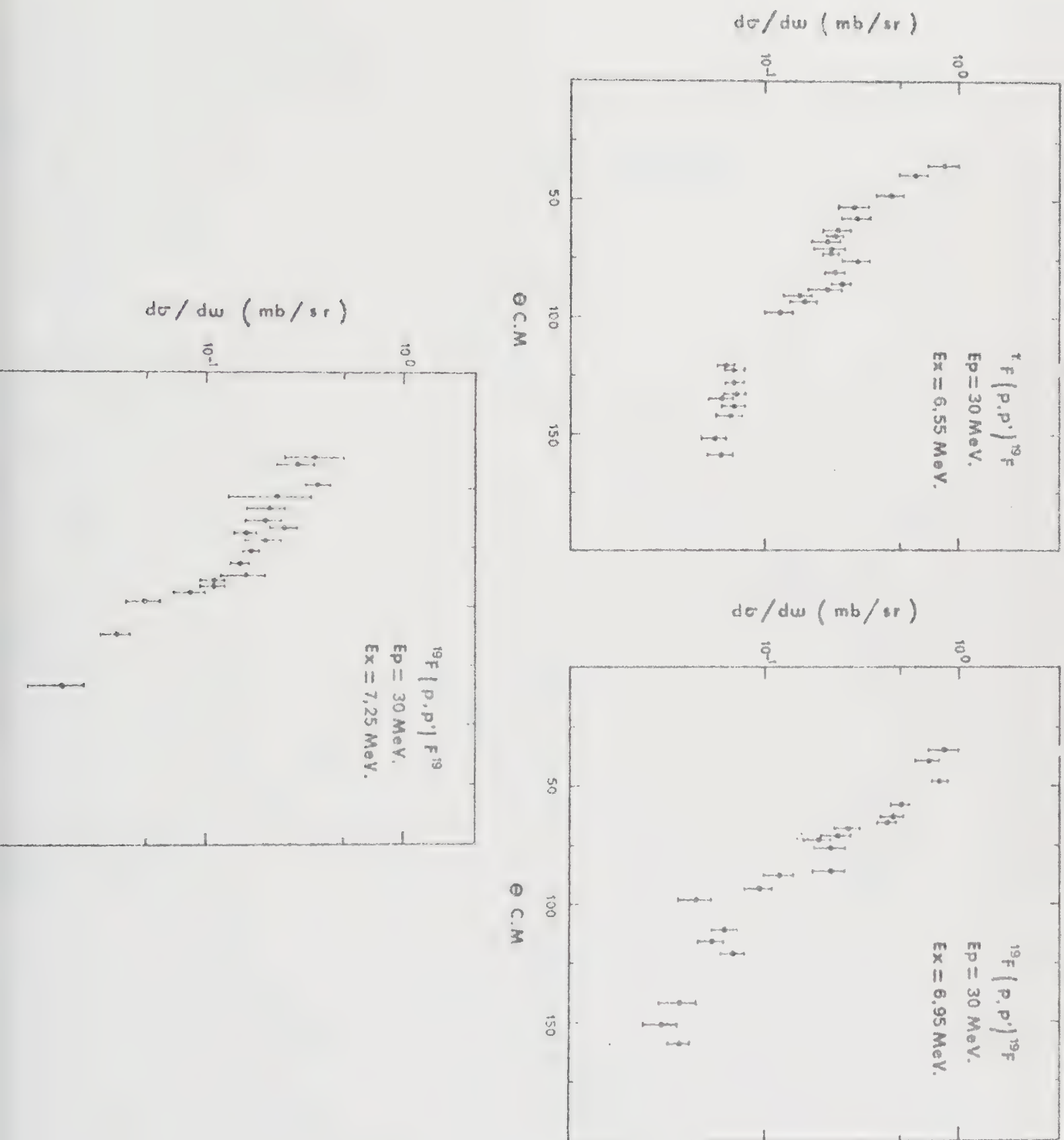


Fig. 9

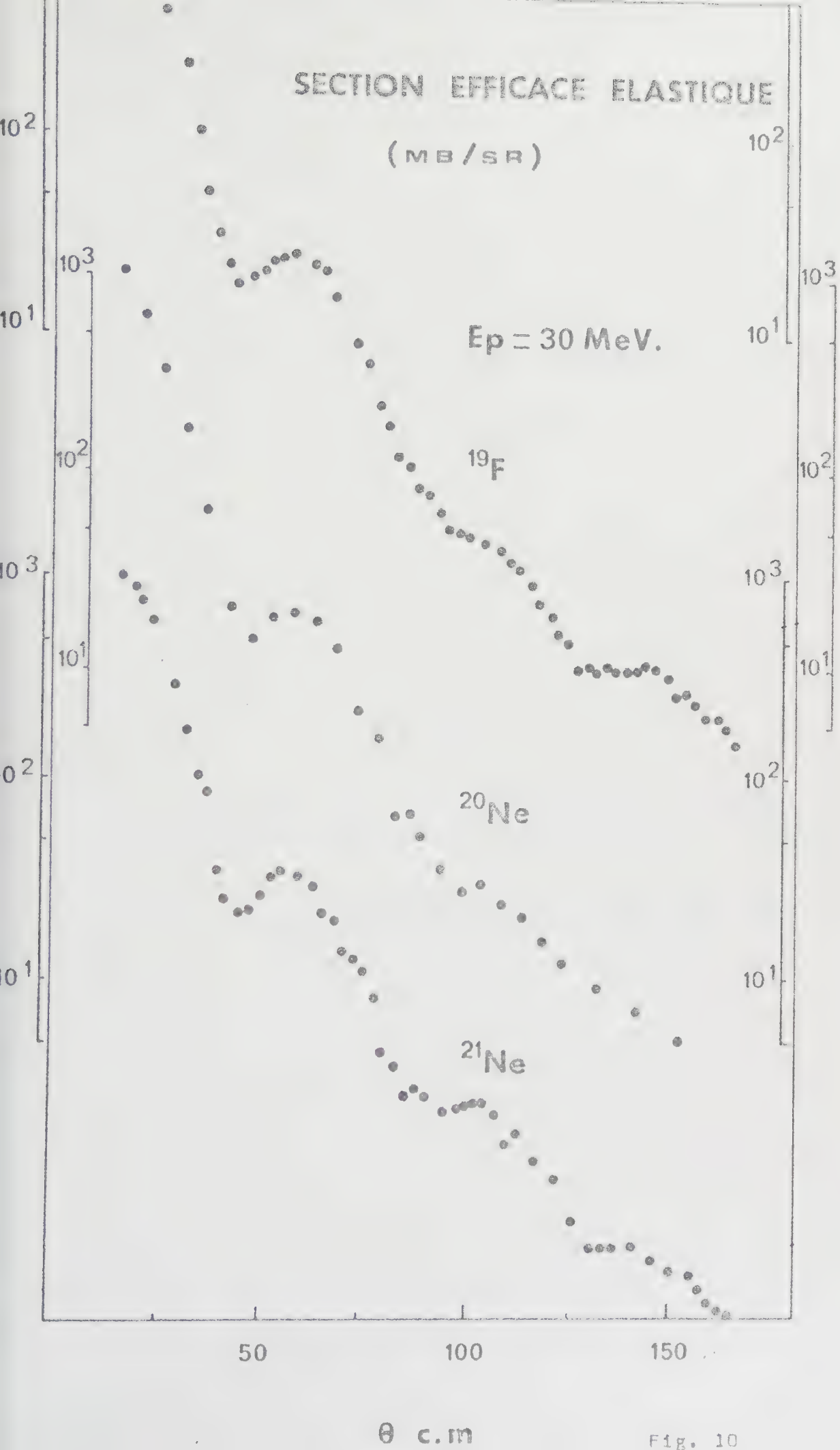


Fig. 10

CHAPITRE IV

ANALYSE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE

ET INELASTIQUE SUR LE ^{19}F

ANALYSE DE LA DIFFUSION
++++
ELASTIQUE
++++
DETERMINATION DES PARAMETRES DU
++++
POTENTIEL OPTIQUE
++++

=====

Toutes ces recherches ont été effectuées à l'aide des programmes M.A.G.A.L.I. du Dr J. RAYNAL et R.A.R.O.M.P. de Messieurs GREENLEES, PYLE et TANG (ce programme a été adapté à Grenoble par Mademoiselle CLAIRET).

Pour déterminer les paramètres optiques ces programmes utilisent la méthode du χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_N \frac{(\sigma_{ex} - \sigma_{th})^2}{\Delta \sigma_{ex}^2}$$

où σ_{th} est la section efficace théorique, calculée par le modèle optique,
 σ_{ex} est la section efficace expérimentale,
 $\Delta \sigma_{ex}$ est l'incertitude sur la valeur de la section efficace expérimentale,
 N est le nombre de données expérimentales.

Les deux programmes se différencient par leur facilité d'utilisation . En particulier sur M.A.G.A.L.I., on a la possibilité de faire des grilles sur les divers paramètres optiques. R.A.R.O.M.P. permet une recherche sur la normalisation, et donne aussi la possibilité de choisir le nombre d'itérations et de préciser la méthode de recherche.

Nous allons maintenant examiner la détermination des paramètres en fonction des ambiguïtés du potentiel optique. Dans toutes ces recherches, nous avons gardé les paramètres du potentiel Spin-orbite constants.

Ne possédant pas de données sur la polarisation, il nous est difficile d'analyser ce potentiel à l'aide des sections efficaces élastiques seules. Nous avons pris une géométrie analogue à celle du potentiel réel, la profondeur étant elle, fixée à une valeur raisonnable.

$$V_S = 8.00 \text{ MeV} \quad r_S = 1.09 \text{ fm} \quad a_S = 0.74 \text{ fm}$$

Le potentiel coulombien lui aussi a été fixé; nous l'avons pris égal à celui d'une sphère de densité de charge uniforme, le rayon de cette sphère étant $1.20 A^{1/3} \text{ fm}$.

EXAMEN DE L'AMBIGUITE PROFONDEUR-RAYON REEL

Nous prenons pour le potentiel optique, les mêmes notations qu'au chapitre II.

Nous avons fait une recherche sur r_R en le faisant varier par pas de 0,04 fm, de 1 fm à 1,12 fm.

Nous avons gardé a_D égal à 0,7 fm afin d'exclure une éventuelle ambiguïté $W_D - a_D$ très fréquente dans les noyaux légers. Les seuls paramètres libres sont donc V_R , a_R , W_D et r_D .

Voici les résultats :

r_R (fm)	V_R (MeV)	a_R (fm)	W_D (MeV)	r_D (fm)	χ^2 par point
1.00	55.83	0.79	7.31	1.34	3.6
1.04	52.05	0.77	6.95	1.36	3.4
1.08	48.94	0.76	6.47	1.39	3.4
1.12	45.58	0.80	4.16	1.49	3.4

Nous voyons que le choix du meilleur r_R possible, ne peut être uniquement défini par la détermination du χ^2 minimum.

La relation $V_R \cdot r_R^N = \text{constante}$ est bien établie. Nous avons trouvé $N = 1,5$ et la constante égale à 55.83 (V_R est exprimé en MeV, et r_R en fermi). En fait la valeur r_R choisie pour la suite de nos calculs ($r_R = 1.07$ fm) est inférieure aux valeurs traditionnellement admises (1.20 fm).

Mais pour les noyaux légers, ces faibles rayons sont couramment employés.

CHOIX DU TYPE D'ABSORPTION

Nous avons la possibilité de choisir entre une absorption de surface (paramètres W_D, r_D, a_D) ou de volume (W_V, r_V, a_V) ou d'une combinaison entre W_D et W_V .

Voici les résultats comparatifs (r_R étant constant pour toutes ces recherches, $r_R = 1.07$ fm).

a) Absorption de surface

- Mode d'itération V_R, a_R, W_D, r_D (simultanément 4 fois) puis V_R, r_D, a_D (simultanément 4 fois)

$$\begin{array}{lll} V_R = 50.52 \text{ MeV} & a_R = 0.74 \text{ fm.} & \\ W_D = 7.12 \text{ MeV} & r_D = 1.28 \text{ fm.} & a_D = 0.70 \text{ fm.} \\ & \chi^2 \text{ par point} = 3.41 & \end{array}$$

b) Absorption de volume

- Mode d'itération V_R, a_R, W_V, r_V (simultanément 4 fois) puis V_R, r_V, a_V (simultanément 4 fois)

$$\begin{array}{lll} V_R = 47.44 \text{ MeV} & a_R = 0.78 \text{ fm.} & \\ W_V = 6.37 \text{ MeV} & r_V = 1.74 \text{ fm.} & a_V = 0.58 \text{ fm.} \\ & \chi^2 \text{ par point} = 5.81 & \end{array}$$

c) Absorption mixte

Nous adoptons la même géométrie pour le potentiel imaginaire ($r_V = r_D, a_V = a_D$)

- Mode d'itération V_R, a_R, W_D, r_D, a_D (simultanément 6 fois) puis W_V, r_D, a_D (simultanément 5 fois)

$$\begin{array}{llll}
 V_R = 49.65 \text{ MeV} & a_R = 0.74 \text{ fm.} & & \\
 W_D = 6.78 \text{ MeV} & \left. \vphantom{\begin{array}{l} V_R \\ W_D \end{array}} \right\} r_D = 1.31 \text{ fm.} & a_D = 0.67 \text{ fm.} & \\
 W_V = 0.11 \text{ MeV} & & & \\
 \chi^2 \text{ par point} = 3.76 & & &
 \end{array}$$

Nous voyons que dans les recherches a) et b), les profondeurs du potentiel imaginaire ne sont pas très différentes. Leurs géométries étant, elles, très distinctes. L'absorption de surface donne le meilleur résultat, mais l'absorption de volume restitue presque aussi bien la courbe expérimentale. La combinaison des deux types d'absorption n'apporte pas grand chose de supplémentaire.

Nous avons donc pris pour nos recherches ultérieures, une absorption de surface.

AMBIGUITE W_D , a_D

Certains auteurs ont remarqué l'existence dans les noyaux légers d'une ambiguïté entre W_D et a_D

Nous avons essayé de vérifier cette possibilité par deux types distincts de recherche.

a) a_D est constant

- Mode d'itération V_R , a_R , W_D , r_D (simultanément 4 fois) puis W_D et V_R (simultanément 4 fois).

$$1^\circ) \quad a_D = 0.90 \text{ fm.}$$

$$\begin{array}{ll}
 V_R = 48.73 \text{ MeV} & a_R = 0.74 \text{ fm.} \\
 W_D = 5.95 \text{ MeV} & r_D = 1.21 \text{ fm.} \\
 \chi^2 \text{ par point} = 7.04 &
 \end{array}$$

$$2^\circ) \quad a_D = 0.70 \text{ fm.}$$

$$\begin{array}{ll}
 V_R = 50.52 \text{ MeV} & a_R = 0.74 \text{ fm.} \\
 W_D = 7.12 \text{ MeV} & r_D = 1.28 \text{ fm.} \\
 \chi^2 \text{ par point} = 3.41 &
 \end{array}$$

$$3^{\circ}) \quad a_D = 0.50 \text{ fm.}$$

$$V_R = 49.65 \text{ MeV} \quad a_R = 0.77 \text{ fm.}$$

$$W_D = 9.77 \text{ MeV} \quad r_D = 1.35 \text{ fm.}$$

$$\chi^2 \text{ par point} = 6.40$$

b) Nous faisons varier dans la même recherche a_D et W_D en partant de valeurs initiales très éloignées du meilleur résultat ($W_D = 10 \text{ MeV}$, $a_D = 0.50 \text{ fm.}$)

- Mode d'itération V_R , a_R , W_D , r_D , a_D (simultanément 4 fois)
puis W_D et a_D (simultanément 4 fois)

$$V_R = 50.45 \text{ MeV} \quad a_R = 0.74 \text{ fm.}$$

$$W_D = 7.34 \text{ MeV} \quad r_D = 1.31 \text{ fm.} \quad a_D = 0.66 \text{ fm.}$$

$$\chi^2 \text{ par point} = 3.62$$

On peut conclure que dans ce cas, l'ambiguïté W_D , a_D est faible. En effet, si on avait eu une forte ambiguïté, dans la dernière recherche nous n'aurions pas obtenu une convergence si rapide et des valeurs si proches de nos meilleurs résultats:
($W_D = 7.12 \text{ MeV}$, $a_D = 0.70 \text{ fm}$, $r_D = 1.28 \text{ fm.}$)

INCERTITUDE SUR LA NORMALISATION ABSOLUE

La possibilité d'une erreur systématique sur la normalisation absolue des sections efficaces n'est pas à exclure. DICKENS et PEREY (DI -65) ont montré que le χ^2 présentait un minimum net pour la normalisation exacte. Cette recherche a été entreprise à l'aide d'une grille sur la normalisation. Nous avons fait notre recherche sur les quarantes premiers angles pour limiter l'influence du potentiel spin-orbite ou des effets de noyaux composés, qui se produisent aux angles arrières.

On peut remarquer que le χ^2 présente une zone minimum entre $N = 0.90$ et $N = 1.15$, ce qui recouvre bien nos prévisions précédentes sur cette normalisation absolue. Seuls, les paramètres optiques du potentiel imaginaire sont très sensibles à la normalisation absolue.

(voir résultats de cette étude page suivante)

GRILLE DE NORMALISATION
+++++ +++ ++++++

NORME	V_R	a_R	W_D	r_D	a_D	γ^2
	MeV	fm	MeV	fm	fm	
0.50	50.87	0.674	9.27	1.099	0.875	14.4
0.60	50.66	0.696	8.61	1.116	0.857	8.9
0.70	50.51	0.713	8.13	1.130	0.840	5.9
0.80	50.58	0.723	7.74	1.170	0.800	4.42
0.90	50.63	0.730	7.40	1.260	0.726	3.68
1.00	50.51	0.741	7.12	1.280	0.700	3.41
1.05	50.47	0.747	6.98	1.290	0.690	3.44
1.10	50.42	0.752	6.86	1.300	0.680	3.55
1.15	50.37	0.756	6.73	1.305	0.674	3.73
1.20	50.35	0.760	6.62	1.310	0.670	3.96
1.25	50.30	0.765	6.50	1.315	0.660	4.25
1.30	50.27	0.769	6.39	1.320	0.656	4.56
1.35	50.22	0.773	6.29	1.325	0.650	4.91
1.40	50.19	0.776	6.18	1.330	0.645	5.28

Pour toutes ces recherches nous avons gardé les paramètres

r_R, a_D, V_S, r_S, a_S constants.

$r_R = 1.07 \text{ fm}$ $a_D = 0.70 \text{ fm}$

$V_S = 8 \text{ Mev}$, $r_S = 1.09 \text{ fm}$, $a_S = 0.74 \text{ fm}$

En conclusion de cette étude de la diffusion élastique
voici le jeu de paramètres adopté pour nos calculs :

$V_R = 50.52 \text{ MeV}$	$r_R = 1.07 \text{ fm.}$	$a_R = 0.74 \text{ fm.}$
$W_D = 7.12 \text{ MeV}$	$r_D = 1.28 \text{ fm.}$	$a_D = 0.70 \text{ fm.}$
$V_S = 8.00 \text{ MeV}$	$r_S = 1.09 \text{ fm.}$	$a_S = 0.74 \text{ fm.}$

ETUDE MICROSCOPIQUE DE LA
+++++

DIFFUSION ELASTIQUE
+++++

Nous avons analysé la diffusion élastique d'après le modèle
de GREENLEES et de ses collaborateurs.

Nous avons utilisé le code R.A.R.O.M.P..

Nous avons choisi deux types d'interaction nucléon-nucléon.

- une interaction de GAUSS
- une interaction de YUKAWA

Le rayon quadratique moyen de l'interaction nucléon-nucléon
($\langle r_d^2 \rangle$) a été pris égal à 4.27 fm^2 (valeur extraite des diffusions
(p, p) et (p, n) à basse énergie).

Voici le mode d'itération :

V_R , W_D , (simultanément 3 fois) puis r_D , r_m (simultanément 3 fois)
puis V_R , W_D (simultanément 2 fois) puis a_m , a_D (simultanément 3 fois)
enfin V_R , W_D , V_S , r_D , r_m , (simultanément 2 fois).

Toutes les recherches ont convergé.

Facteur de forme de YUKAWA :

$$\begin{array}{lll} V_R = 55.42 \text{ MeV} & r_m = 1.034 \text{ fm.} & a_m = 0.556 \text{ fm.} \\ W_D = 8.25 \text{ MeV} & r_D = 1.210 \text{ fm.} & a_D = 0.690 \text{ fm.} \\ V_S = 6.99 \text{ MeV} & & \\ \chi^2 \text{ par point} = 3.92 & & \end{array}$$

$$\text{Rayon quadratique moyen de la matière } (\langle R_m^2 \rangle)^{1/2} = 2.972 \text{ fm.}$$

Facteur de forme de GAUSS :

$$\begin{array}{lll} V_R = 51.39 \text{ MeV} & r_m = 1.08 \text{ fm.} & a_m = 0.501 \text{ fm.} \\ W_D = 7.88 \text{ MeV} & r_D = 1.19 \text{ fm.} & a_D = 0.70 \text{ fm.} \\ V_S = 8.10 \text{ MeV} & & \\ \chi^2 \text{ par point} = 7.42 & & \end{array}$$

$$\text{Rayon quadratique moyen de la matière } (\langle R_m^2 \rangle)^{1/2} = 2.910 \text{ fm.}$$

Malgré des paramètres assez différents, nous retrouvons dans les deux cas un rayon quadratique moyen de la matière sensiblement égal. Si on compare ces valeurs avec la répartition des protons, déterminée par les expériences de diffusion d'électrons, on peut avoir ainsi par différence la distribution des neutrons.

$$\text{Rayon quadratique moyen des protons } (\langle R_p^2 \rangle)^{1/2} = 2.844 \text{ fm.}$$

On obtient dans le cas d'une forme de YUKAWA un rayon quadratique moyen des neutrons $(\langle R_n^2 \rangle)^{1/2} = 3.084 \text{ fm.}$ et dans le cas d'une forme de GAUSS : 2.968 fm.

Ce qui donne une différence entre les rayons quadratiques moyens Neutrons-Protons dans le cas de YUKAWA : 0.24 fm et dans le cas de GAUSS : 0.12 fm.

On peut aussi comparer les intégrales de volume du potentiel réel macroscopique avec ces résultats :

$$\begin{array}{l} J_R \text{ (macroscopique)} = 449 \text{ MeV.Fermi}^3 \\ J_R \text{ (microscopique GAUSS)} = 444 \text{ MeV.Fermi}^3 \\ J_R \text{ (microscopique YUKAWA)} = 461 \text{ MeV.Fermi}^3 \end{array}$$

ainsi que les rayons quadratiques moyens du potentiel réel :

$$\begin{array}{ll} R_R \text{ (macroscopique)} & = 3.534 \text{ fm.} \\ R_R \text{ (microscopique GAUSS)} & = 3.569 \text{ fm.} \\ R_R \text{ (microscopique YUKAWA)} & = 3.620 \text{ fm.} \end{array}$$

Néanmoins pour en tirer des conclusions plus poussées, il serait nécessaire :

- a) inclure des informations sur la polarisation,
- b) examiner la sensibilité des résultats suivant la portée de l'interaction utilisée, ce qui nécessite beaucoup de temps calcul.

Enfin on peut aussi objecter que le modèle décrit essentiellement un noyau sphérique, or nous verrons que le Fluor est très déformé.

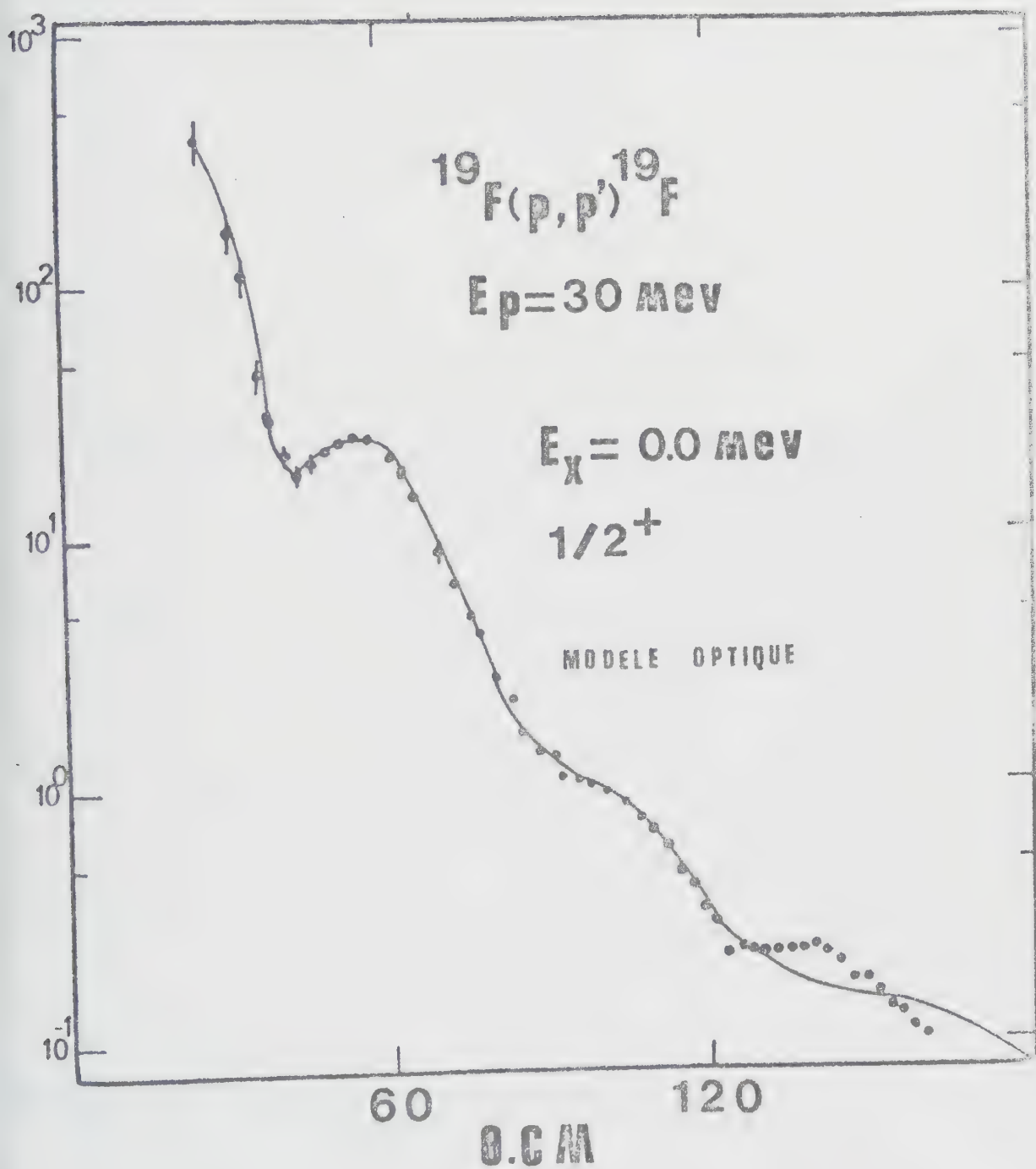
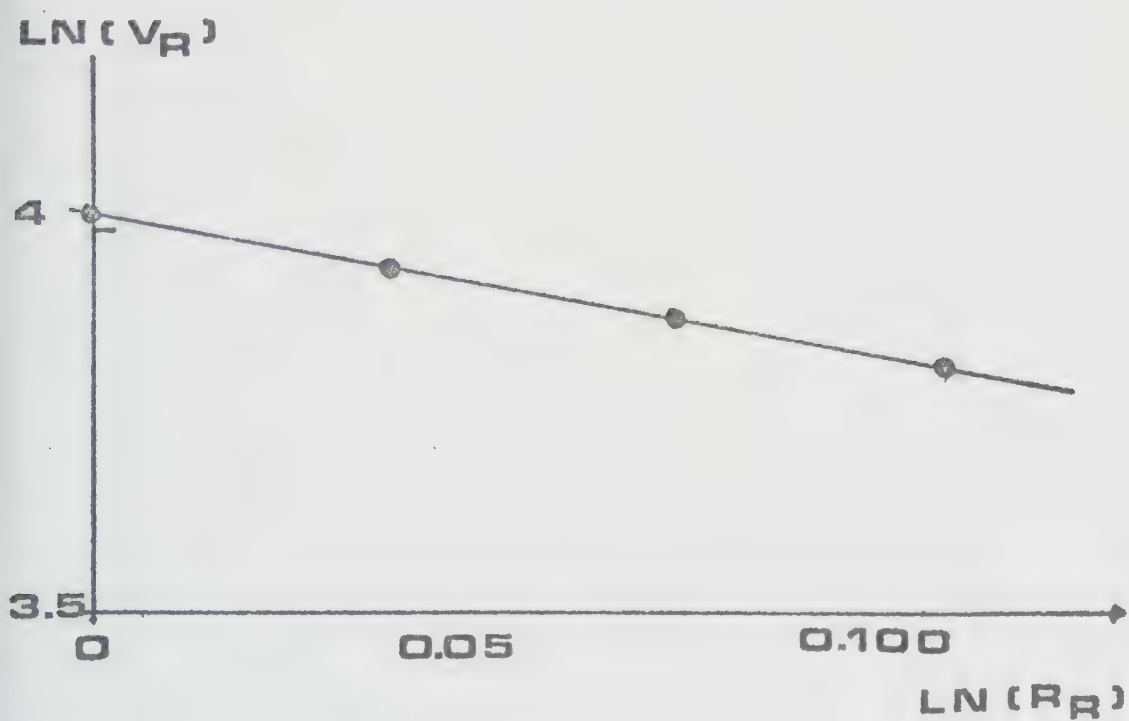
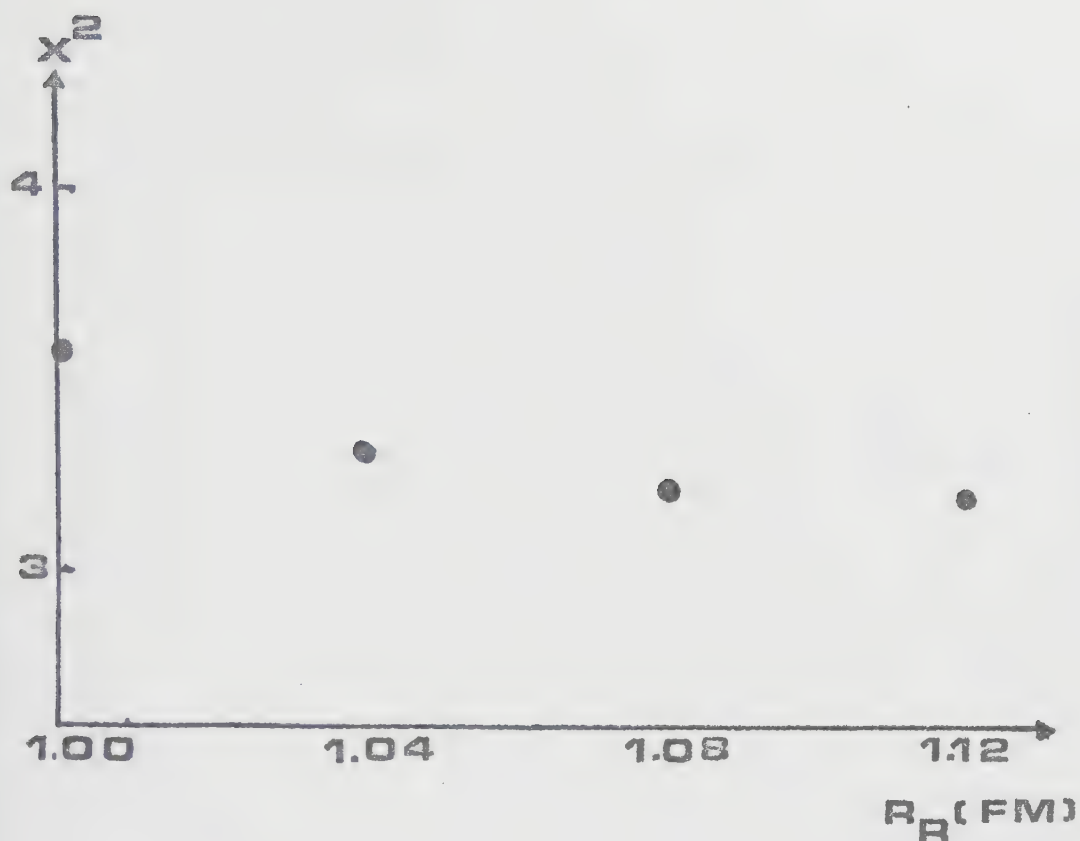
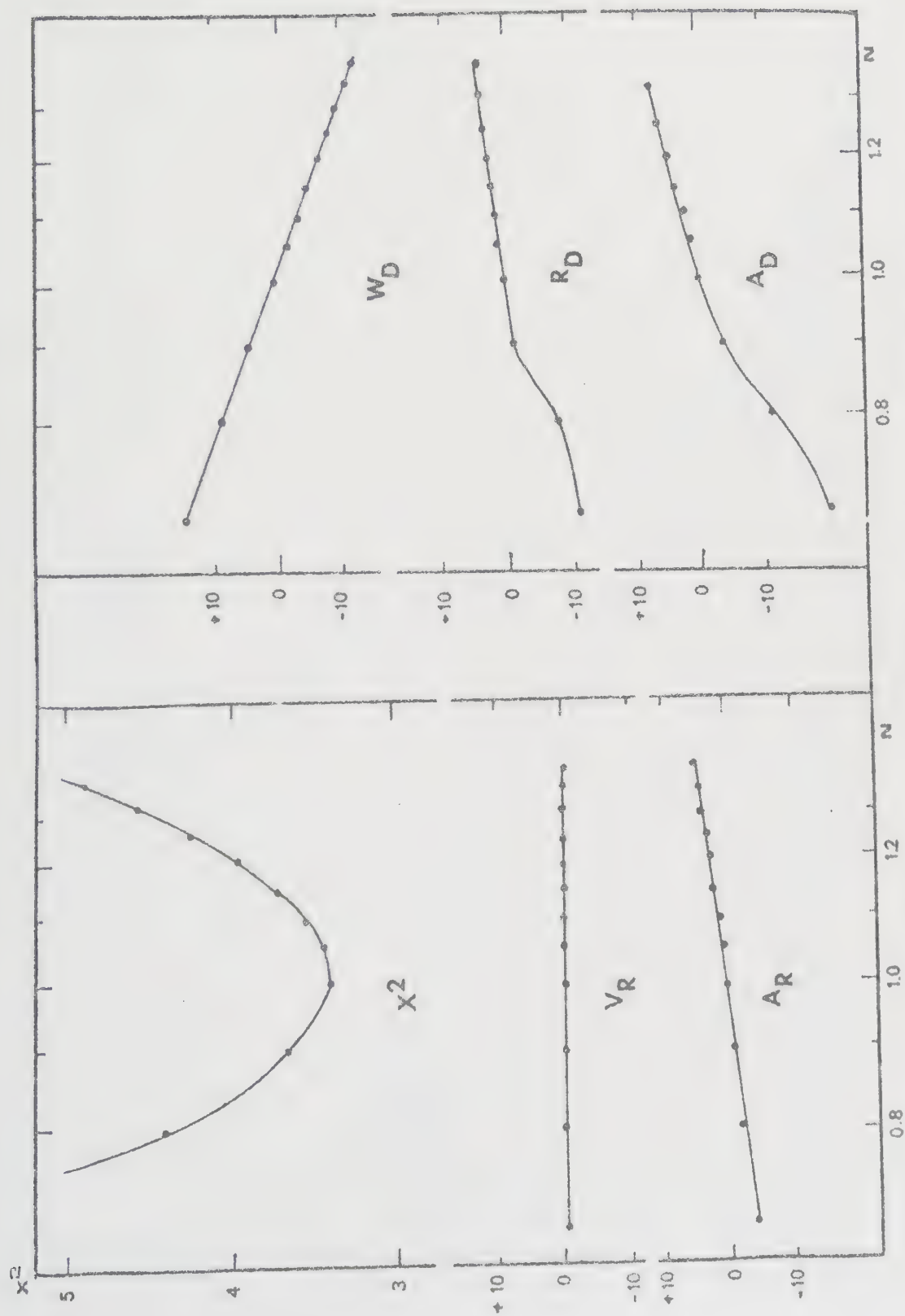


Fig. 11



AMBIGUITE $V_R - R_R^n$

Fig. 12



VARIATION DES PARAMETRES OPTIQUES EN FONCTION DE LA NORMALISATION
(EN λ)

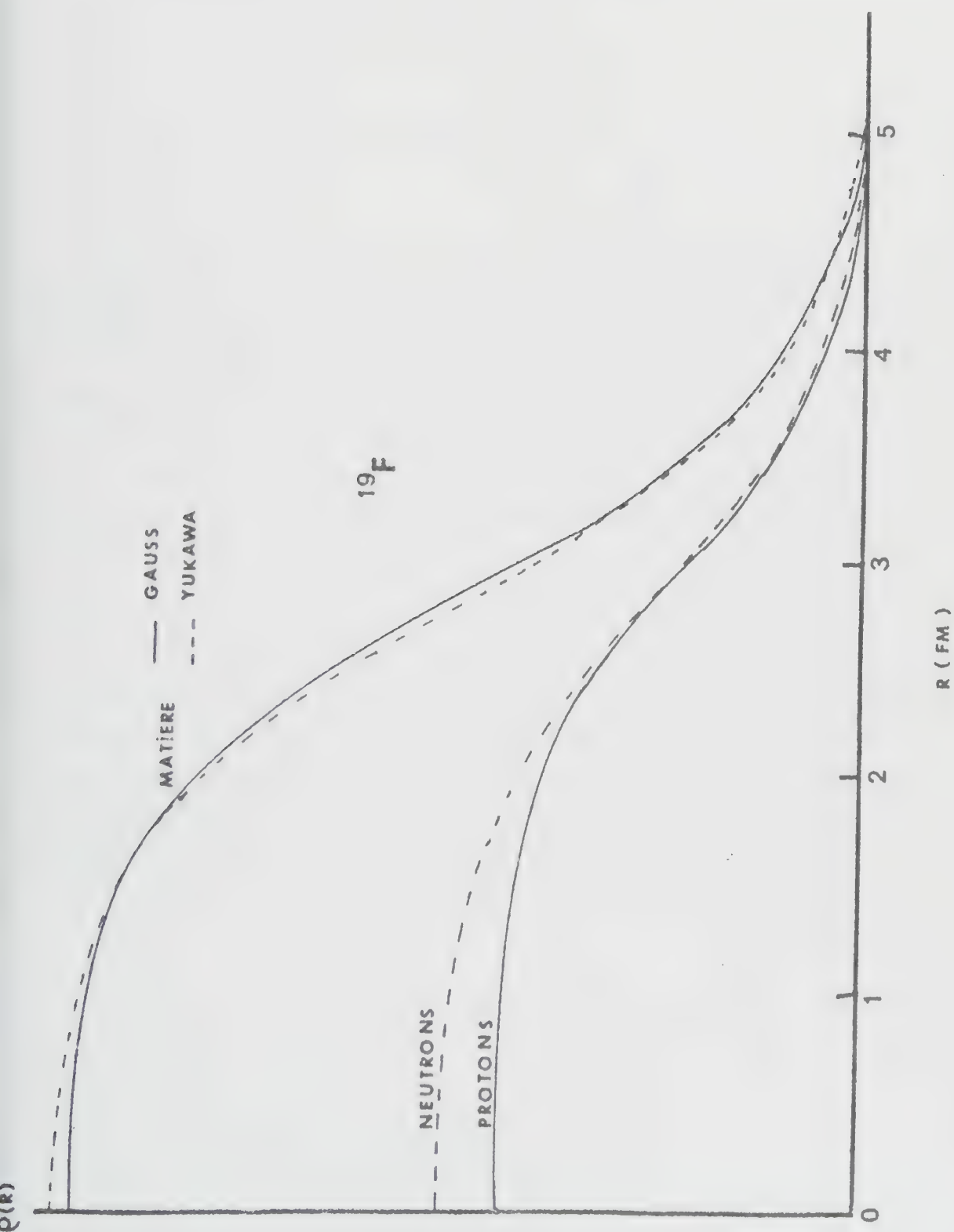


Fig. 14

ANALYSE DE LA DIFFUSION

+++++

INELASTIQUE

+++++

=====

La liste des principaux niveaux dénombrés a été dressée. Ces niveaux sont comparés avec les états recensés dans les nuclear data sheet complétés par des références plus récentes.

- par simple observation du spectre, on peut faire tout de suite quelques remarques :

a) Les états de la bande de rotation $K = 1/2^-$ (c'est à dire 0.110 MeV $1/2^-$, 1.46 MeV $3/2^-$, 4.00 et 4.04 MeV $7/2^-$ et $9/2^-$) ne sont que très faiblement excités. Seul le niveau $5/2^-$ à 1.35 MeV fait exception.

b) L'état situé à 3.92 MeV, très important du point de vue théorique est lui quasi absent.

c) Une liste des niveaux situés au-delà de 7.25 MeV a été dressée; le fait que la densité des niveaux soit très resserrée dans cette région, et que, le bruit de fond est important, ne nous a pas permis d'extraire de distribution angulaire. Cependant, on peut noter que trois niveaux prédominent nettement (8.30 MeV, 8.60 MeV, 10.85 MeV). Au-delà de ce dernier niveau, et jusqu'aux environs de 15 MeV, il n'y a pas d'importants pics qui ressortent nettement.

LISTE DES ETATS DU ¹⁹F

ETATS CONNUS

NOS RESULTATS

E_X (MeV)	J	E_X (MeV)	
0.000	$1/2^+$	"	Distribution angulaire.
0.110	$1/2^-$	"	Pas de distribution.
0.197	$5/2^+$	"	Distribution angulaire.
1.35	$5/2^-$	"	Distribution angulaire.
1.46	$3/2^-$	"	Pas de distribution.
1.56	$3/2^+$	"	Distribution angulaire.
2.78	$9/2^+$	"	Distribution angulaire.
3.92	$3/2^{(?)}$	non vu	Absent.
4.00	$7/2^-$	4.00	Distribution de la somme.
4.04	$9/2^-$		
4.38	$7/2^+$	4.38	Pas de distribution.
4.55	$5/2^{(+)}$	4.55	Distribution de la somme.
4.56	$(1/2^-, 3/2^-)$		
4.64	$13/2^+$	4.69	Distribution de la somme.
4.69	$5/2^-$		
5.11	$(5/2^-, 7/2^-)$	5.11	Distribution angulaire.
5.34	$(5/2^+)$	5.34	Pas de distribution.
5.43	$7/2^-$		
5.47	$7/2^+$	5.43	Distribution de la somme.
5.50	$(3/2^+)$		
5.55	$(5/2^+, 7/2^-)$	5.63	Distribution de la somme.
5.63			
5.94			
6.08	$7/2^-$		Distribution de la somme.
6.09	$7/2^+$	6.08	
6.17			
6.25	$(1/2^+)$	6.27	Distribution de la somme.
6.29	$(5/2^+)$		

.../...

ETATS CONNUS

NOS RESULTATS

E_X (MeV)	J	E_X (MeV)	
6.33	$(7/2^+)$		
6.53	$(1/2^+)$	6.55	Distribution angulaire.
6.56	$(5/2^+)$		
6.89	$(5/2^-)$		
6.94	$(9/2^-, 7/2^-)$	6.95	Distribution angulaire.
6.99	$(1/2^-)$		
7.26		7.25	Distribution angulaire.
7.33			
7.43	$T = 3/2$		
Densité de niveau très élevée.		8.30	Pas de distribution.
		8.60	Pas de distribution.
		10.85	Pas de distribution.

A N A L Y S E D. W. B. A.

Toutes les distributions angulaires ont été analysées par la méthode D.W.B.A. Les états $1/2^+$ 0.0 MeV, $5/2^+$ 0.197 MeV, $3/2^+$ 1.56 MeV, $9/2^+$ 2.78 MeV ont été aussi traités par la méthode des équations couplées. Nous avons utilisé le code D.W.U.C. de l'université de Colombia (Colorado).

Nous avons choisi le facteur de forme collectif pour déterminer les éléments de matrice nucléaire.

Nous avons introduit le potentiel optique précédent pour expliciter les ondes distordues. Les déterminations du moment angulaire L de transfert et du paramètre β_L sont obtenues par comparaison de la courbe théorique et de la courbe expérimentale.

Nous avons dressé un tableau des principaux résultats.

Nous pouvons maintenant faire quelques remarques.

- Niveaux $5/2^+$ à 0.197 MeV et $3/2^+$ à 1.56 MeV

Nous trouvons ici un paramètre de déformation assez fort (respectivement 0.55 et 0.60). Mais en fait l'analyse D.W.B.A. n'est pas valable pour des valeurs très élevées du paramètre de déformation, et néglige la possibilité d'excitations multiples, ce qui peut expliquer que le β_L associé au $3/2^+$ soit plus grand que celui associé au $5/2^+$.

- Niveau $5/2^-$ à 1.35 MeV

Nous avons ici un excellent accord entre la courbe expérimentale et théorique. Nous reviendrons plus loin sur ce niveau très intéressant.

- Le doublet 4.00 et 4.04 MeV $7/2^-$ et $9/2^-$

Aucune courbe théorique n'a permis même partiellement de rendre compte de cette distribution angulaire.

- Niveau à 4.56 MeV

Ici nous avons en fait un doublet récemment mis en évidence par KASCHL et ses collaborateurs. Ce pic se constitue donc de deux états, un état situé à 4.56 MeV de spin $5/2^{(+)}$ et un état situé à 4.55 MeV de spin $1/2^-$ ou $3/2^-$. La distribution angulaire de ce groupe correspond à $L = 2$. Ce qui permet de conclure que seul l'état $5/2^{(+)}$ est excité.

Ceci nous indique que la parité de ce niveau est positive. Les désexcitations anormales attribuées à cet état proviennent de l'état 4.55 MeV dont on ignorait l'existence.

- Groupe à 4.69 MeV

Ici aussi on est en présence d'un doublet, mais le niveau $13/2$ de la bande de rotation $K = 1/2^+$ n'est pas excité. Le L de transfert nécessaire pour atteindre ce niveau ($L = 6$) n'est pas favorisé par la diffusion inélastique de protons. Seul apparaît donc l'état $5/2^-$ à 4.69 MeV comme le précise l'analyse D.W.B.A. qui assigne au groupe un $L = 3$; il lui correspond un β_3 de l'ordre de 0.13.

- Niveau à 5.11 MeV

Cet état est très faiblement excité. Il est signalé depuis peu dans les publications. Nous trouvons un $L = 5$, mais ceci est très douteux, en raison des grandes incertitudes sur les mesures et du fait que les angles avant ont été masqués par le 4.43 MeV du ^{12}C . On est d'ailleurs en contradiction avec GREEN et ses collaborateurs (GR - 69) qui dans leur expérience $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ lui attribuent un spin $5/2^-$ ou $7/2^-$; Peu d'informations théoriques et expérimentales existent sur ce niveau pourtant bien isolé.

- Groupe à 5.43 MeV

Nous obtenons ici un $L = 3$ très caractéristique. Ce qui indique que la plus grande contribution de ce groupe doit venir du niveau $7/2^-$ à 5.42 MeV. Par cette hypothèse, nous trouvons un $\beta_3 = 0.45$

- Groupe à 5.63 MeV

Nous observons là un $L = 3$ très net qui correspond à un spin $7/2^-$ ou $5/2^-$. Nous trouvons $\beta_3 = 0.32$ dans le cas d'un $5/2^-$ ou 0.28 dans le cas contraire.

- Groupe de niveaux situés aux environs de 6.08 MeV

Aucun L caractéristique prédomine. Cependant on peut remarquer que le niveau à 6.16 MeV donne une contribution importante aux angles inférieurs à 45 degrés puis disparaît rapidement. A l'arrière le groupe 6.08 MeV et 6.09 MeV prédominent nettement.

- Autres groupes

Ici la densité d'états est très élevée. Il nous est à peu près impossible d'attribuer la distribution angulaire d'un groupe à un état donné. Cependant l'analyse D.W.B.A. a fait ressortir pour les groupes à 6.55 MeV et à 6.95 MeV, un moment angulaire de transfert très caractéristique (6.55 MeV $L = 2$, 6.95 MeV $L = 3$)

Les deux autres groupes restants (6.27 MeV et 7.25 MeV) ont des attributions $L = 2$ beaucoup moins certaines.

PROBLEME DU $5/2^-$ à 1.35 MeV

Avant de procéder à l'analyse par la méthode des équations couplées, il serait utile de revenir sur la discussion de ce niveau. Ici, il convient de faire quelques remarques préliminaires.

a) Nous trouvons quasiment la même valeur β_3 que CRAWLEY (CR - 65) dans son expérience de diffusion inélastique à 17.5 MeV: $\beta_3 = 0.32$ (CRAWLEY : 0.35) ce qui lui correspond une probabilité de transition $B(E3) = 3.4$ W.U.

b) Nous sommes en désaccord avec DEHNARD et ses collaborateurs (DE - 70) qui lui trouvent une valeur beaucoup plus faible :

$\beta_3 = 0.21$ (^{19}F (d, d') ^{19}F à 15 MeV) auquel il lui correspond $B(E3) = 1.4$ W.U.

c) Les expériences d'excitation coulombienne (AL -69) donnent des probabilités de transition beaucoup plus élevées : $B(E3) = 12$ W.U. et $B(E3) = 7.6$ W.U.

d) Les schémas théoriques sont en désaccord profond.

Les remarques a), b), c), montrent que les valeurs obtenues sont très éloignées et dépendent du type d'expérience considéré.

L'analyse D.W.B.A. faite avec un facteur de forme collectif suppose que l'on est soit dans le cas du modèle rotationnel (dans ce cas, on suppose que le noyau possède une déformation statique Y_3^0), soit que l'on se place dans le cas du modèle vibrationnel (dans ce cas, on a à faire à une vibration octupolaire)

La déformation statique Y_3^0 n'a jusqu'à présent pas été prise en considération, elle semble peu physique. Cependant KRAPPE et WILLE (KH -69) ont utilisés le modèle de BOHR et MOTTELSON pour le ^{19}F . Ils décrivent le noyau par des déformations statiques quadrupolaires (Y_2^0) et octupolaires (Y_3^0), ils incluent le couplage rotation-vibration. Ils retrouvent ainsi en partie, la grande valeur de $B(E3)$ obtenue en excitation coulombienne, ainsi que la plupart des $B(E2)$. Les espacements d'énergie entre les bandes $K = 1/2^+$ et $K = 1/2^-$ sont restituées de façon satisfaisante avec $\delta_2 = 0.4$ (déformation quadrupolaire) et $\alpha_3 = 0.14$ (déformation octupolaire). Cependant, ils utilisent un moment d'inertie trois fois plus faible que celui du ^{20}Ne . D'autre part, il est peu probable que le niveau $5/2^-$ soit issue d'un état collectif de vibration octupolaire 3^- du ^{20}Ne par couplage faible, car dans ce cas les divers résultats (p, p'), (d, d') et excitation coulombienne devraient être concordants.

Finalement l'utilisation d'un facteur de forme collectif ne semble pas justifiée. En effet, si on explique comme le suggère ARIMA les états $1/2^+$ à 0.0 MeV et $5/2^-$ à 1.35 MeV comme un trou de protons $2\frac{1}{2}$ dans le 0^+ de la bande fondamentale du ^{20}Ne et $1\frac{1}{2}$ dans le 2^+ de cette même bande, une excitation E2 est nécessaire pour obtenir l'état $5/2^-$.

ANALYSE D. W. B. A.

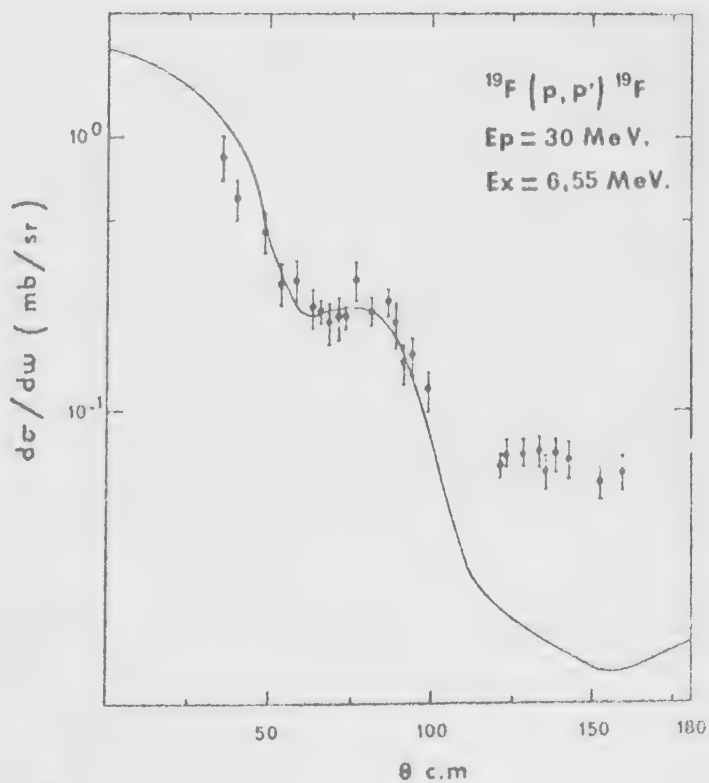
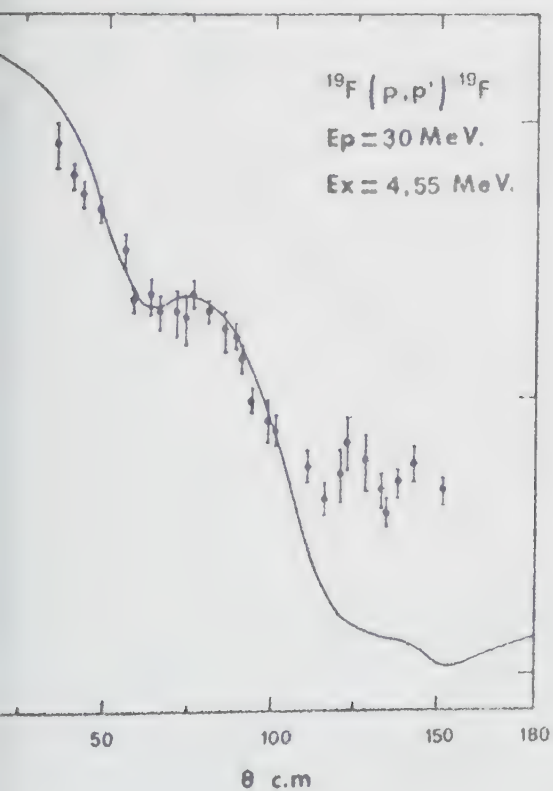
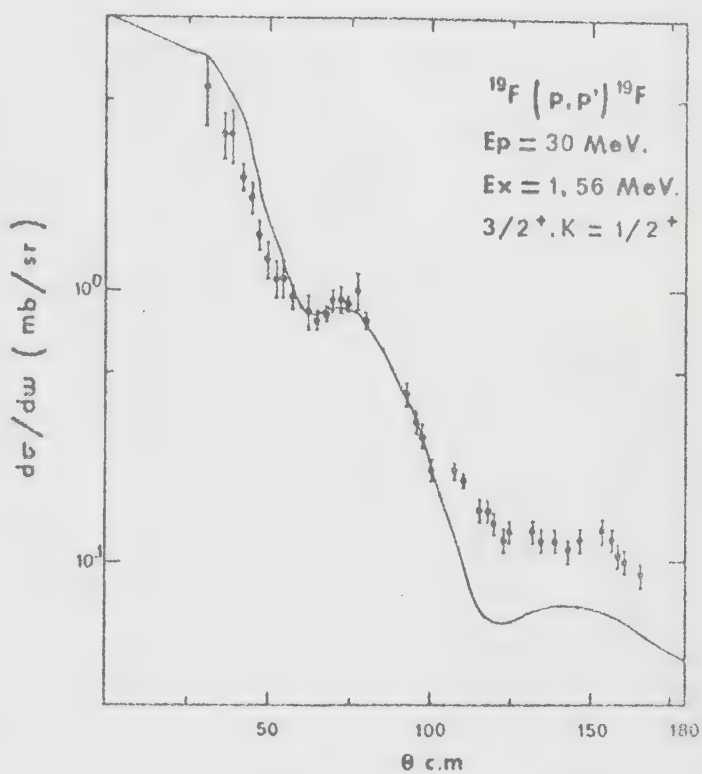
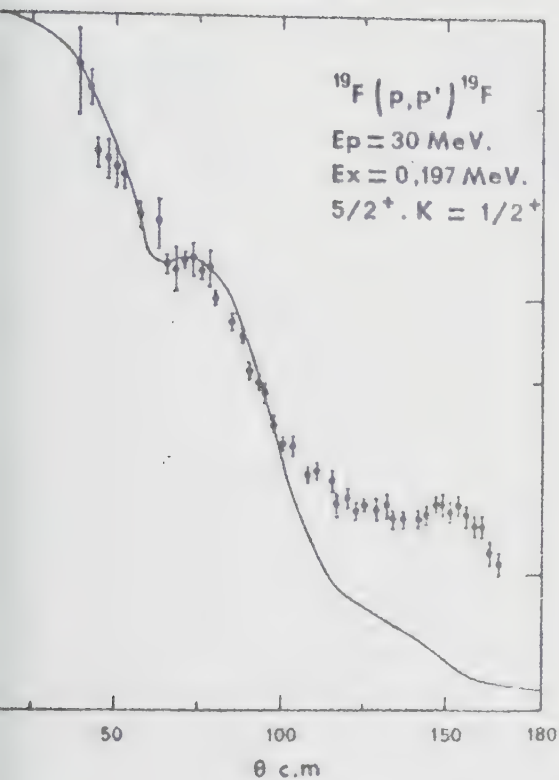
E_X	J	L	BETA _L	REMARQUE
0.197	$5/2^+$	2	0.55	
1.35	$5/2^-$	3	0.32	
1.56	$3/2^+$	2	0.60	
2.78	$9/2^+$	4		
4.00	$7/2^-$			aucun L caractéristique
4.04	$9/2^-$			
4.55	$5/2^{(+)}$	2	0.20	seul le niveau 4.55 Mev
4.56	$(3/2^-, 1/2^-)$			
4.64	$13/2^+$	3	0.13	seul le niveau 4.69 Mev
4.69	$5/2^-$			
5.11	$(5/2^-, 7/2^-)$	(5)		peu caractéristique
5.42	$7/2^-$			
5.47	$7/2^+$	3	0.45	seul le niveau 5.42 Mev
5.50				
5.55		3		seul le niveau 5.63 Mev
5.63				
6.08	$7/2^-$			
6.09	$7/2^+$			Aucun L caractéristique
6.16				
6.25		(2)	}	indetermination sur la contribution des niveaux
6.27				
6.55		2		
6.95		(3)		
7.27		(2)		

B (E3) DE LA TRANSITION $5/2^- \rightarrow 1/2^+$

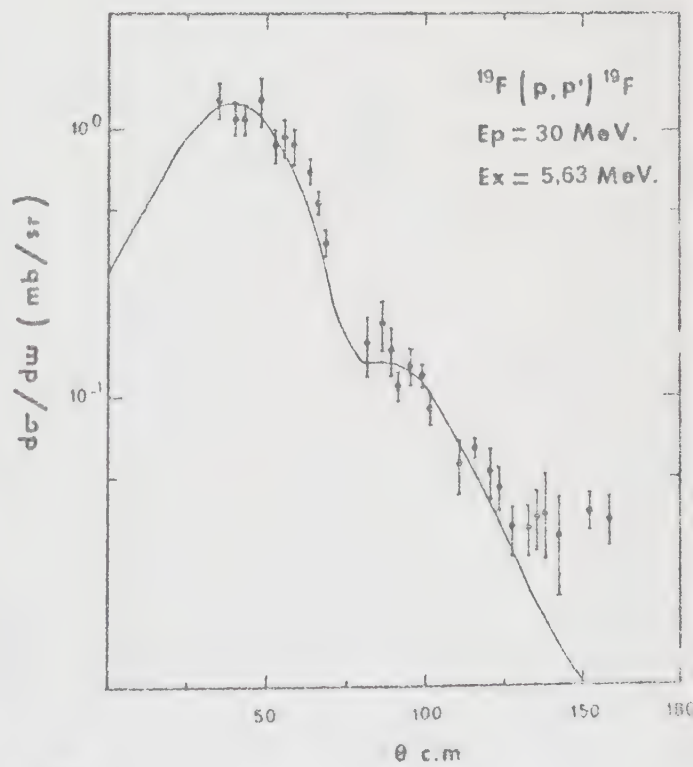
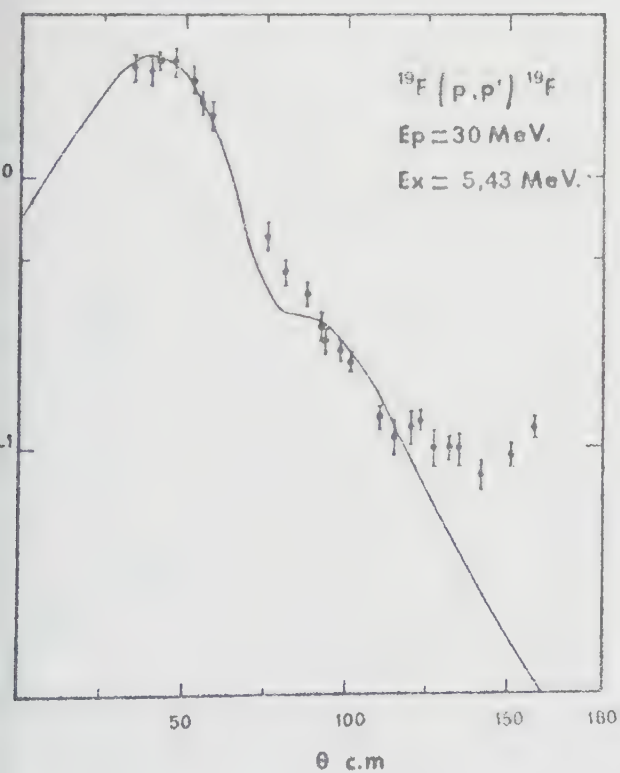
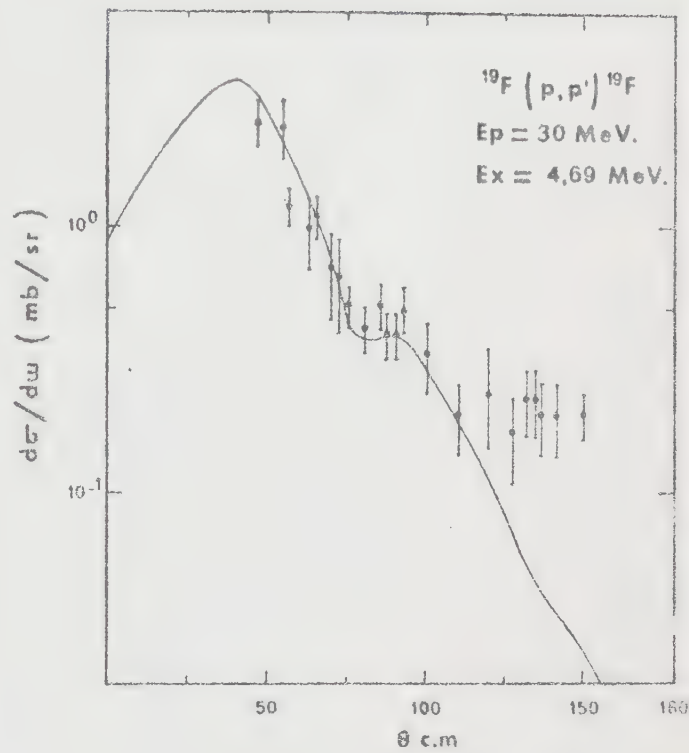
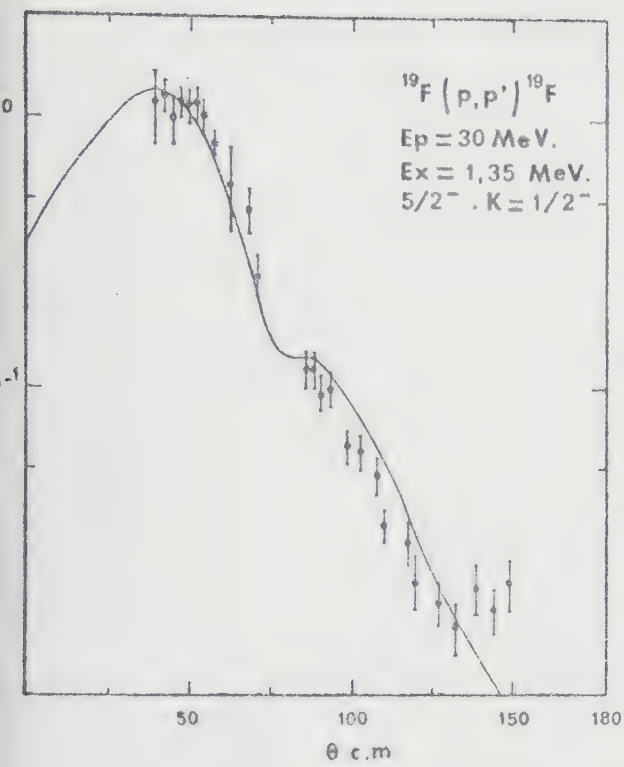
	B (E3)	M	Charge effective	Références
	($e^2 F^6$)	(W.U.)		
Modèle de NILSSON	4.3	0.2		ARIMA (AR - 67)
Couplage faible	65	3.0	1.0 (a)	ARIMA (AR - 67)
Modèle en couche	38	1.8	1.1 (b)	HARVEY (HA - 64)
SU3	22	1.0	0.6 (c)	HARVEY (HA - 64)
Modèle intermédiaire	216	10.0	2.0 (d)	BENSON (FL - 69)
	164	7.6	1.6 (e)	BENSON (FL - 69)
			Bêta 3	
Excitation coulombienne	260	12.0	0.62	LITHERLAND (LI - 63)
Excitation coulombienne	164	7.6	0.49	ALEXANDER (AL - 69)
(d, d') 15 MeV	32	1.4	0.17	DEHNARD (DE - 70)
(p, p') 17.5 MeV	82	3.8	0.35	CRAWLEY (CR - 65)
(p, p') 30 MeV	75	3.4	0.32	Nos résultats

- (a) : pas clairement défini.
 (b) : charge effective pour reproduire la première transition $3^- \rightarrow 0^+$ de ^{16}O
 (c) : charge effective pour ajuster les B(E3) dans $1^{16}O$.
 (d) : charge effective pour reproduire la première valeur d'excitation coulombienne.
 (e) : charge effective pour reproduire la deuxième valeur d'excitation coulombienne.

D.W.B.A



D.W.B.A



L-3

Fig. 16

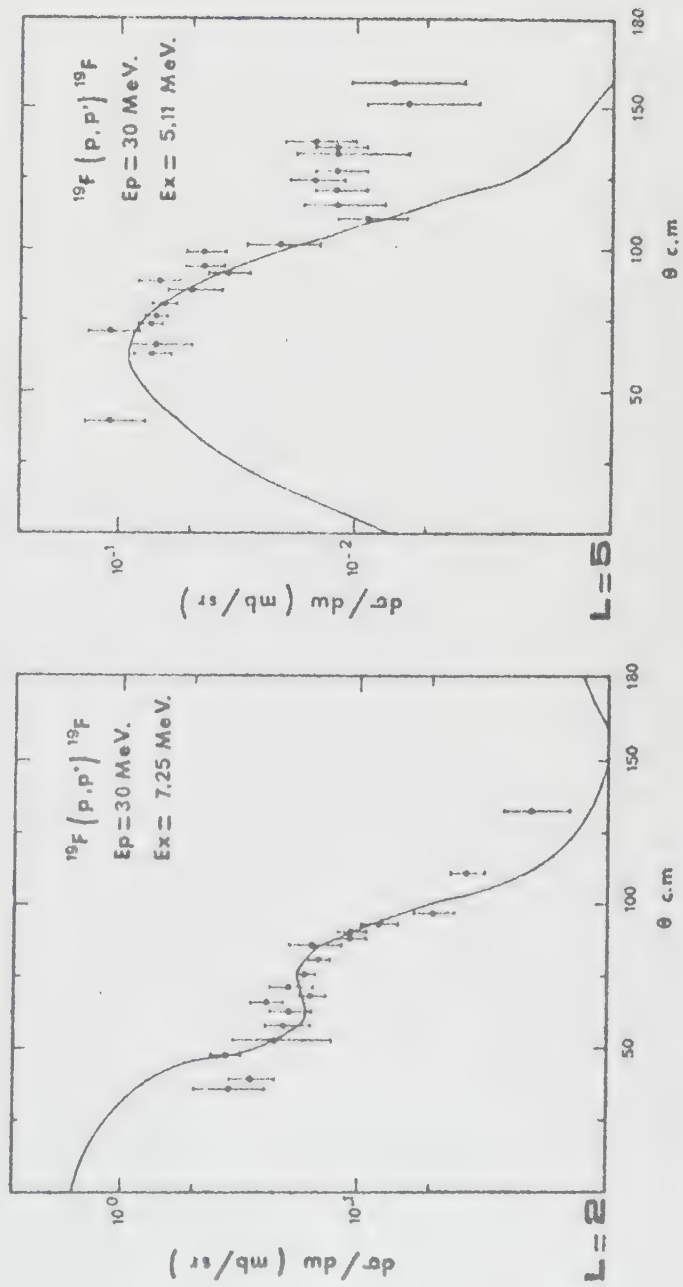
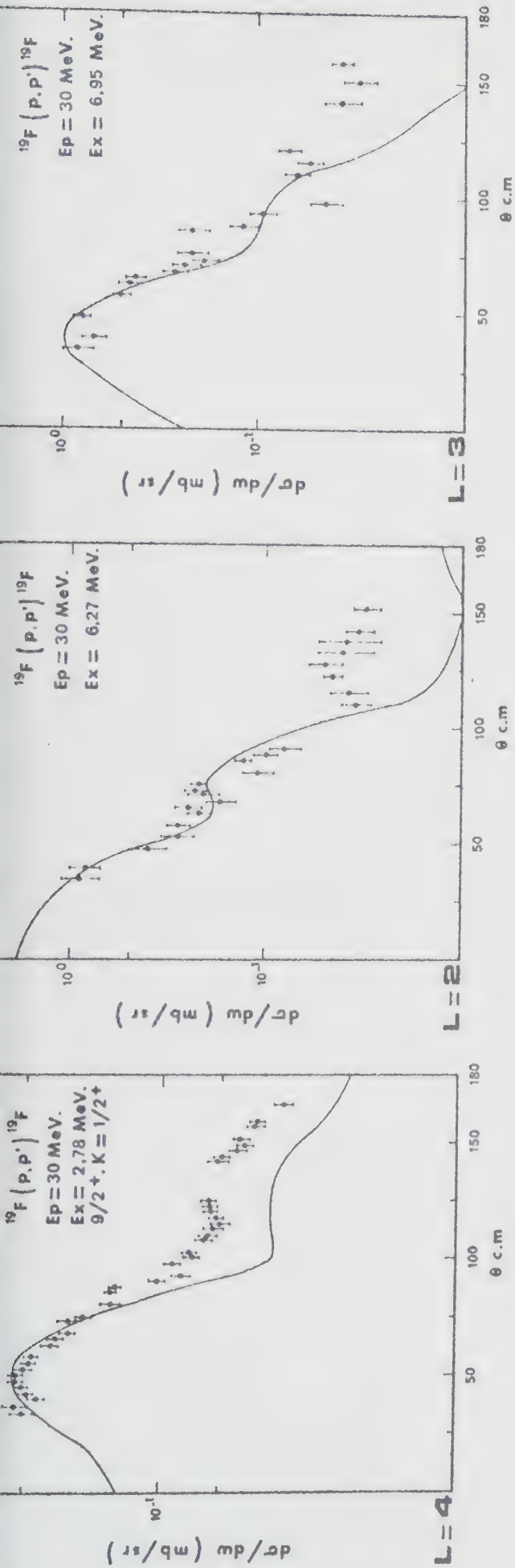


Fig. 17

CHAPITRE V

LES EQUATIONS COUPLEES SUR LES

NOYAUX ^{19}F , ^{20}Ne ET ^{21}Ne

CALCUL DES EQUATIONS COUPLEES

¹⁹F ²⁰Ne ²¹Ne

Dans ces calculs d'équations couplées, nous avons paramétriser la déformation intrinsèque des niveaux d'une même bande de rotation, supposée pure, $K = 0^+$ pour le ²⁰Ne, $K = 1/2^+$ pour le ¹⁹F et $K = 3/2^+$ pour le ²¹Ne. Selon la définition suivante du rayon nucléaire :

$$R = R_0 (1 + \beta_2 Y_2^0(\theta) + \beta_4 Y_4^0(\theta))$$

Dans un tel calcul, toutes les excitations multiples entre les différents états sont donc explicitement incluses et le potentiel d'interaction provient de la déformation du potentiel optique dans son ensemble. L'excitation coulombienne et le potentiel spin-orbite déformés sont inclus dans les calculs, mais n'ont pas d'effet très significatif. Le potentiel spin-orbite utilisé est de la forme nouvelle dite "forme complète de THOMAS" introduite par J.S. BLAIR et H. SHERIF en D.W.B.A. (SH - 68), et adaptée par J. RAYNAL à un programme d'équations couplées (programme E.C.I.S. 71). Tous les calculs d'équations couplées ont été faits avec ce programme.

Les paramètres optiques utilisés pour les calculs présentés dans les figures ci-jointes sont ceux du tableau qui suit.

POTENTIEL OPTIQUE UTILISE EN EQUATIONS COUPLEES

^{19}F (17.5MEV)

V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W_D (MeV)	r_D (fm)	a_D (fm)	V_S (MeV)	r_S (fm)	a_S (fm)
58.69	1.07	0.65	5.37	1.33	0.67	8.00	1.09	0.74

^{19}F (30 MEV)

V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W_D (MeV)	r_D (fm)	a_D (fm)	V_S (MeV)	r_S (fm)	a_S (fm)
50.52	1.07	0.74	7.12	1.28	0.70	8.00	1.09	0.74

^{20}Ne (30 MEV)

V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W_D (MeV)	r_D (fm)	a_D (fm)	V_S (MeV)	r_S (fm)	a_S (fm)
44.31	1.10	0.73	6.96	1.38	0.60	7.76	1.09	0.74

^{21}Ne (30 MEV)

V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W_D (MeV)	r_D (fm)	a_D (fm)	V_S (MeV)	r_S (fm)	a_S (fm)
49.05	1.10	0.63	6.62	1.34	0.60	8.08	0.98	0.85

LE NOYAU ^{20}Ne

Les sections efficaces expérimentales et les courbes théoriques pour les niveaux 0^+ (0.0 MeV), 2^+ (1.63 MeV) et 4^+ (4.25 MeV) du ^{20}Ne sont présentées en figure ci-jointe.

Les calculs d'équations couplées avec une déformation quadripolaire $\beta_2 = + 0.47$ et hexadécapolaire $\beta_4 = + 0.28$ reproduisent de façon satisfaisante la forme et l'amplitude des sections efficaces pour les niveaux 0^+ , 2^+ et 4^+ .

La sensibilité à la déformation β_4 est visible en particulier sur le niveau 4^+ où seuls les calculs renfermant des déformations Y_2^0 et Y_4^0 reproduisent la forme et l'amplitude de la section efficace de ce niveau. Ces résultats sont en accord avec ceux déjà publiés à 24.5 MeV (SW - 70) et avec des calculs théoriques type HARTREE-FOCK.

Dans ces calculs, la même déformation est utilisée pour tous les termes du potentiel déformé, c'est à dire :

$$\beta_{\text{central}} = \beta_{\text{LS}}$$

Les potentiels optiques utilisés sont ceux obtenus directement à partir de l'analyse de la section efficace élastique.

$^{20}\text{Ne}(p,p')^{20}\text{Ne}^*$

$E_p = 30 \text{ MeV.}$

10^2

$0^+(0.0 \text{ MeV})$

— $\beta_2 = +0.47$ $\beta_4 = +0.28$

- - - $\beta_2 = +0.47$ $\beta_4 = 0.0$

10^1

$2^+(1.63 \text{ MeV})$

10^1

10^0

$4^+(4.25 \text{ MeV})$

10^0

10^{-1}

50

$\theta \text{ c.m.}$

100

150

$d\sigma / d\omega (\text{mb/sr})$

L E N O Y A U ¹⁹F

A - Analyse à 17.5 MeV

Nous avons dû reprendre les paramètres optiques de G.M. CRAWLEY, ceux-ci se révélant inaptes au traitement par la méthode des équations couplées.

Nous couplons les niveaux $1/2^+$ (0.0 MeV), $5/2^+$ (0.197 MeV) et $3/2^+$ (1.56 MeV).

Nous voyons que de toute évidence, le $\beta_2 = + 0.47$ (même déformation que le ²⁰Ne) est trop fort. D'autre part l'influence du terme hexadécapolaire sur les niveaux $5/2^+$ et $3/2^+$ est très faible. Pour pouvoir analyser cette déformation il eût été nécessaire d'introduire le niveau $9/2^+$ (2.78 MeV). Cependant la faible densité de points expérimentaux rend difficile une bonne analyse.

B - Analyse à 30 MeV

Nous avons couplé les niveaux de la bande K = $1/2^+$ du ¹⁹F : $1/2^+$ (0.0 MeV), $5/2^+$ (0.197 MeV), $3/2^+$ (1.56 MeV) et $9/2^+$ (2.78 MeV). L'exécution d'un tel calcul nécessite quelques 600 K de mémoire de l'ordinateur I.B.M. 360/67 de l'I.M.A.G. et environ dix minutes ce qui apparaît donc quelque peu coûteux.

Un accord satisfaisant avec l'expérience est obtenu en utilisant les déformations $\beta_2 = + 0.44$ et $\beta_4 = + 0.14$. Il est remarquable de constater aussi que si les calculs avec $\beta_4 = 0.0$ ne reproduisent pas les sections efficaces, ceux utilisant les déformations obtenues précédemment pour le ²⁰Ne (c'est à dire $\beta_4 = +0.2$

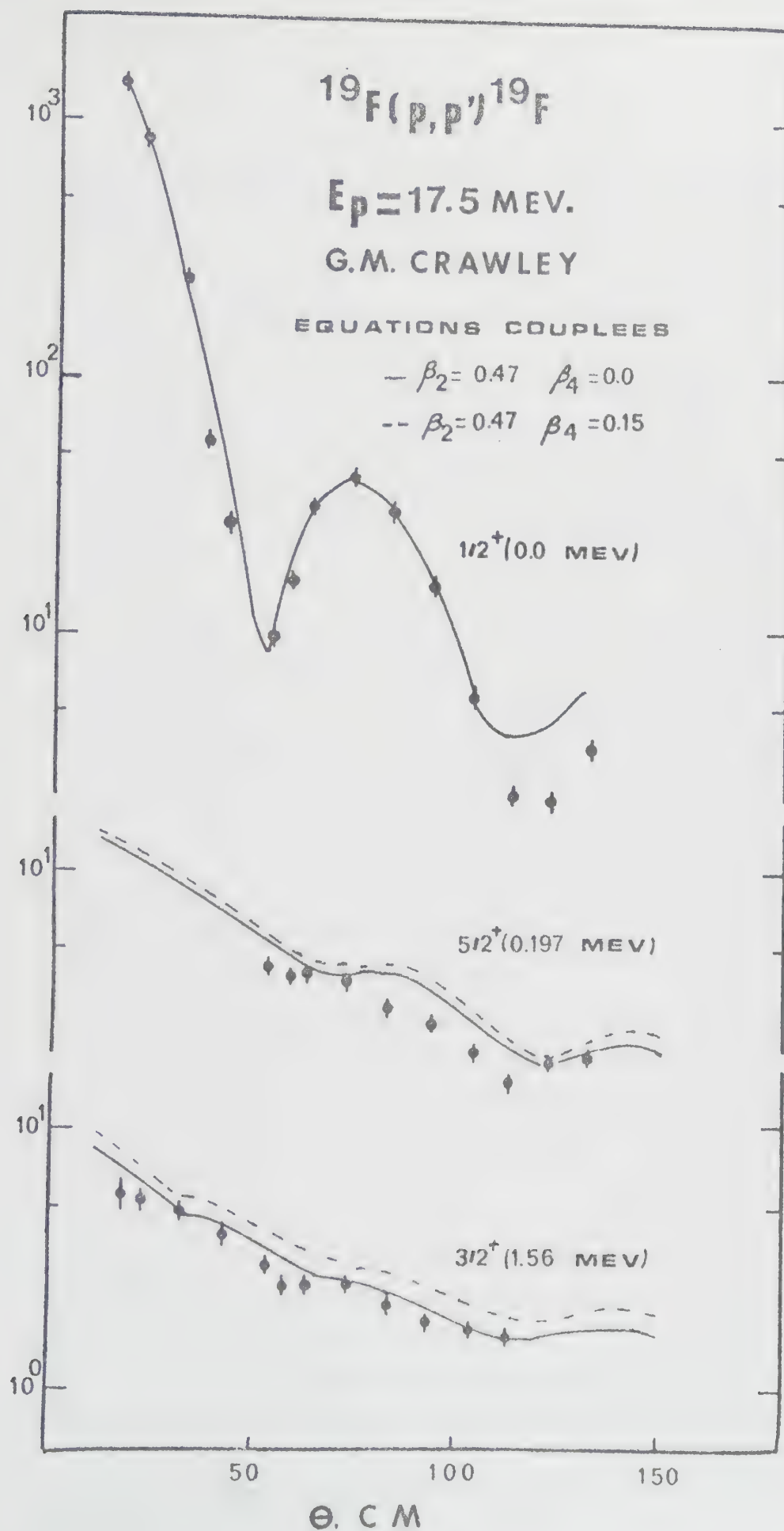


Fig. 19

sont également incapables de reproduire les sections efficaces expérimentales, surtout celles du $9/2^+$ bien sûr.

Ainsi le ^{19}F s'apparente plus à ^{18}O qu'au ^{20}Ne puisqu'en effet une déformation $\beta_4 = +0.18$ a été mise en évidence récemment dans ^{18}O (ES - 71).

Par ailleurs, nos résultats sont en excellent accord avec les calculs théoriques de BENSON et FLOWERS (FL - 69). Les accords sont remarquables jusqu'à 100-120 degrés; Les désaccords aux angles arrières sont probablement dûs à des effets de noyaux composés et à l'imprécision probable des paramètres optiques.

Les courbes présentées sont obtenues en augmentant la déformation du potentiel spin-orbite vis à vis de celle du potentiel central d'un facteur 2 : $\beta_{\text{LS}} = 2\beta_{\text{central}}$

Cette procédure n'a pour effet que d'augmenter légèrement la valeur absolue des sections efficaces théoriques. Elle n'a guère d'effet sur la forme des courbes. Ceci s'est souvent avéré nécessaire pour les noyaux de la couche (s, d) (RA - 71).

RAYNAL associe cette nécessité à la structure propre des niveaux excités, ce qui expliquerait que le rapport mentionné ci-dessus puisse varier d'un noyau à un autre.

Les prédictions concernant les asymétries ne peuvent être tenues pour exactes, étant donné la méconnaissance du potentiel spin-orbite. Néanmoins, ces prédictions nous permettent de tabler sur des effets très sensibles de la déformation hexadécapolaire sur le niveau $9/2^+$.

Une expérience de protons polarisés semblerait très intéressante. Il nous serait très facile d'obtenir le niveau $9/2^+$ à 2.78 MeV, même avec une résolution assez médiocre. Cependant le $5/2^+$ serait très difficile à atteindre.

Nous retrouvons les résultats de LUTZ à 13.9 MeV ($\beta_2 = +0.43$, $\beta_4 = +0.14$) qui couplent seulement les niveaux $1/2^+$ (0.0 MeV), $5/2^+$ (0.197 MeV) et $3/2^+$ (1.56 MeV). Le modèle adiabatique de BARETT, utilisé par LUTZ est aujourd'hui abandonné. D'autre part, ces résultats n'étaient pas très convaincants (LU - 66)

LE NOYAU ^{21}Ne ---

Les calculs d'équations couplées pour les premiers niveaux de ce noyau, susceptibles d'appartenir à une bande $K = 3/2^+$ ont été effectués. Un très bon accord avec l'expérience est obtenue pratiquement sans déformation β_4 appréciable ($\beta_4 = 0.05$ ou $\beta_4 = 0.00$)

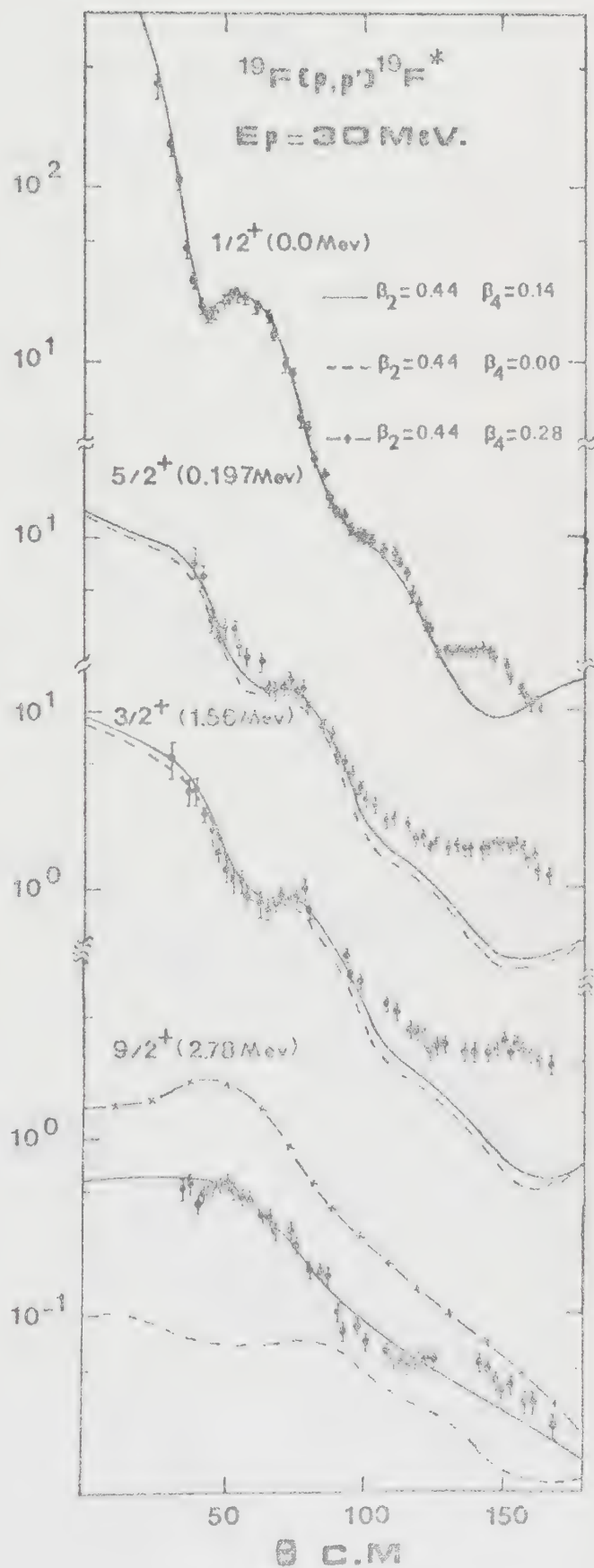
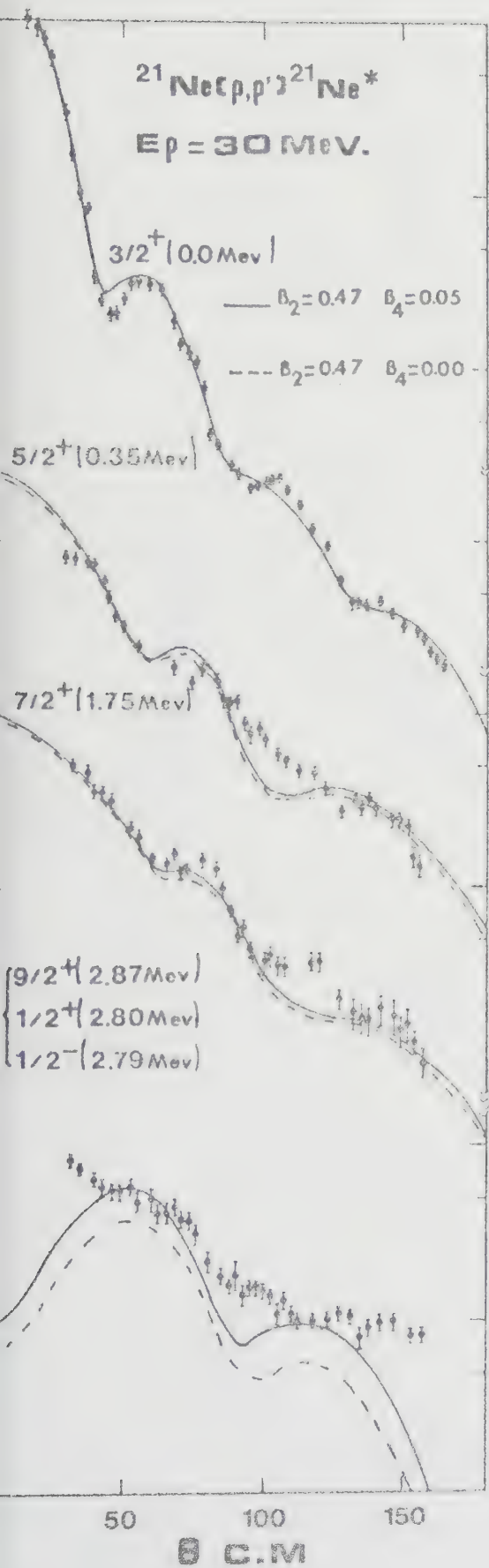
Une telle situation a déjà été mise en évidence dans le ^{22}Ne où les sections efficaces et les polarisations des niveaux de la bande fondamentale $K = 0^+$ ont été analysées simultanément. (SW - 70)

Le médiocre accord des calculs avec le niveau $9/2^+$ s'explique aisément si l'on sait que ce niveau renferme en fait trois niveaux que notre médiocre résolution n'a pu permettre de séparer. L'amplitude du $9/2^+$ est néanmoins atteinte par ces calculs.

Ainsi la description des premiers niveaux du ^{21}Ne , comme devant appartenir à une bande $K = 3/2^+$ est probablement correcte. On peut noter aussi que le niveau $5/2^+$ (0.35 MeV) est moins bien reproduit que le $7/2^+$ (1.75 MeV), ce qui rejoint les résultats concernant les analyses rotationnelles de ce niveau. Des calculs plus élaborés sont nécessaires pour voir en particulier l'effet du mélange de bandes.

La prédiction des asymétries ne permet pas, à priori, de mettre en évidence la présence d'une déformation hexadécapolaire par protons polarisés. On doit souligner cependant, que ce terme doit avoir néanmoins une importance plus grande sur le $9/2^+$ (2.87 MeV). Malheureusement, étant donné la longueur des calculs, nous n'avons pu déformer le potentiel spin-orbite, ce qui peut expliquer ce faible effet.

L'analyse de la diffusion de protons polarisés pourrait nous permettre de confirmer ces déformations, mais si les trois premiers niveaux de cette bande sont faciles à atteindre avec les moyens dont nous disposons à Grenoble, le niveau $9/2^+$ doit être analysé à l'aide d'un spectromètre magnétique.



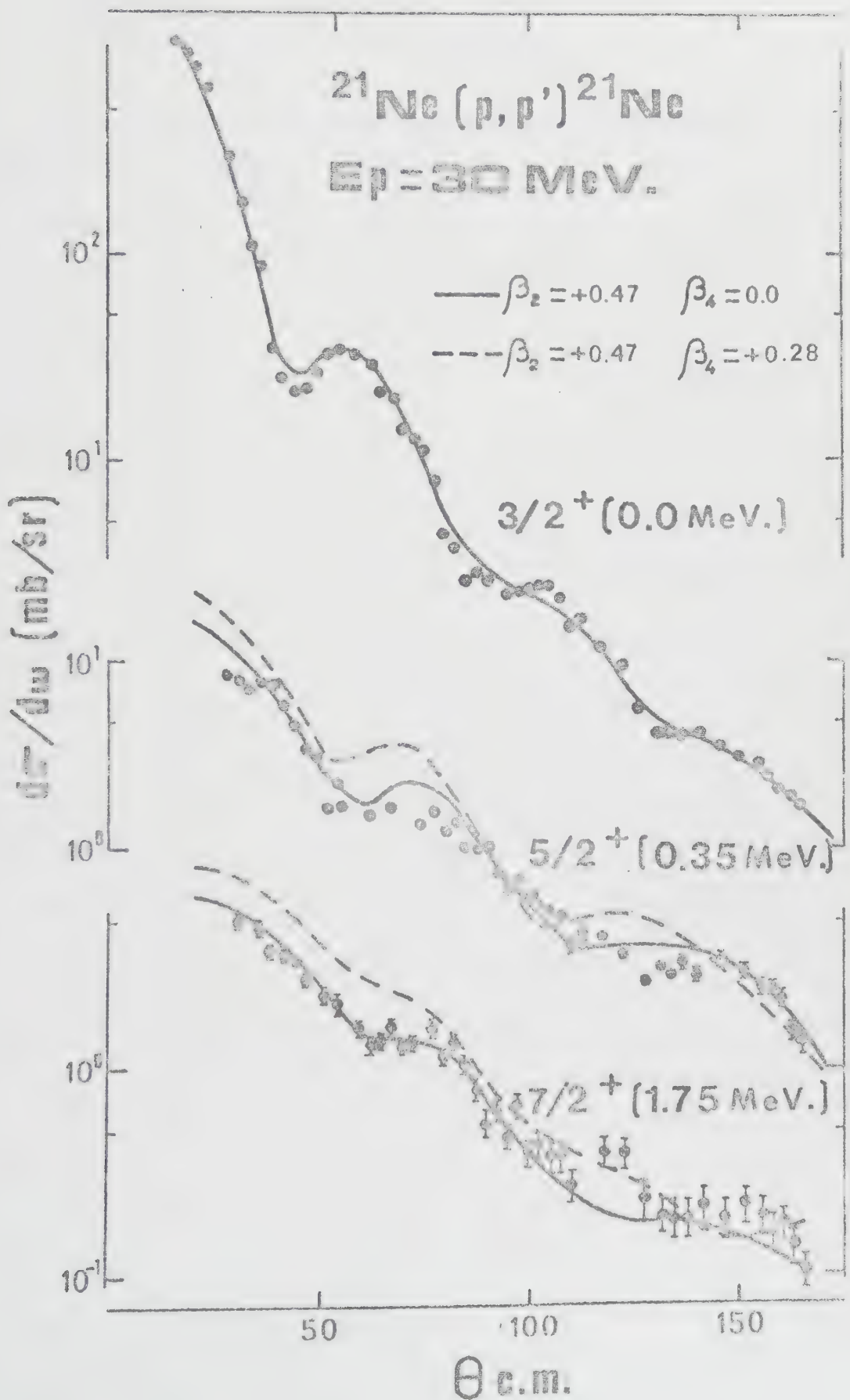


Fig. 21

DEFORMATION DES NOYAUX DE $A = 18$ à $A = 22$

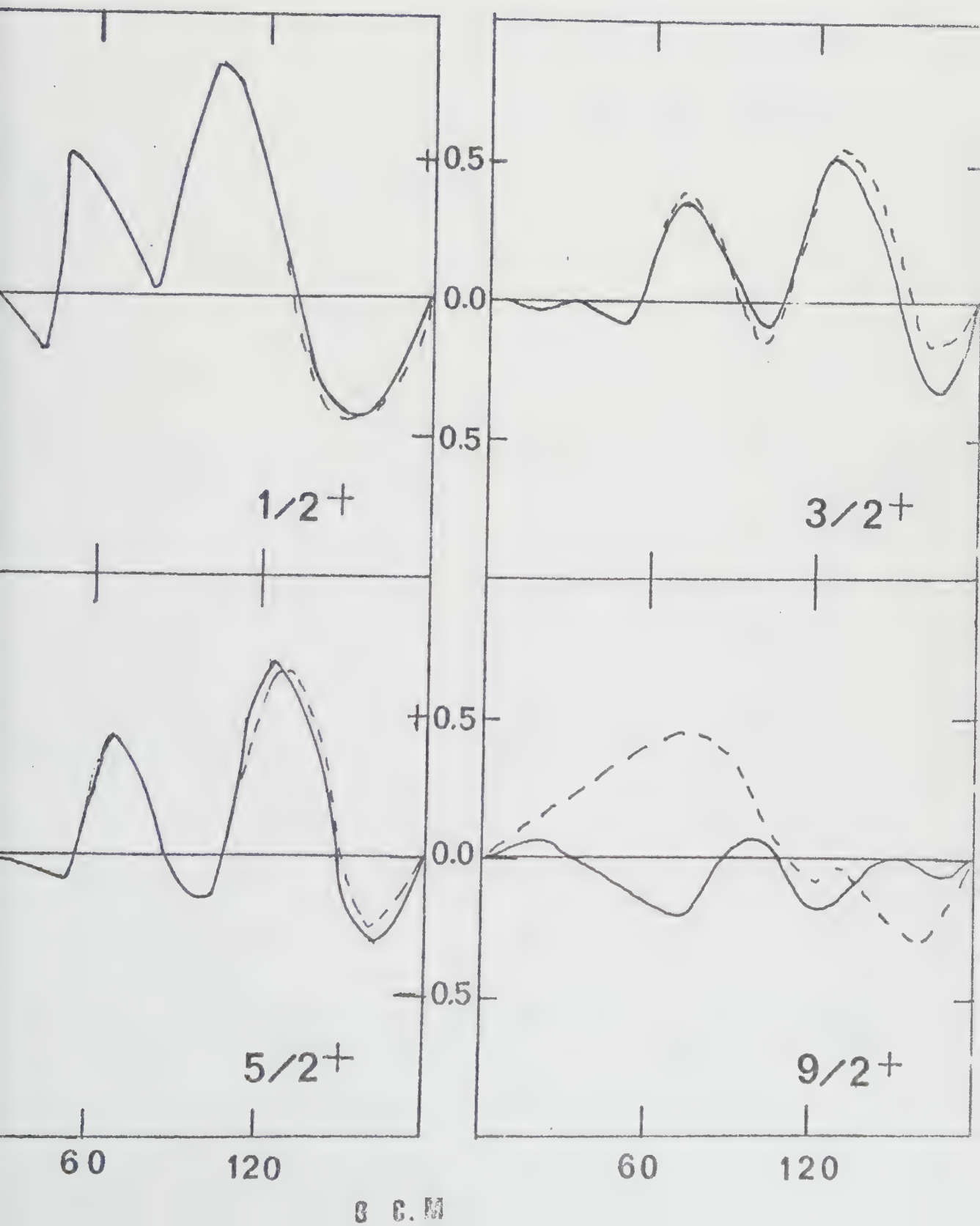
+++++

Noyau	Expérience	Energie (MeV)	Bêta ₂	Bêta ₄	Référence
$^{18}_0$	$(\vec{p}, \vec{p}')$	24.5	+ 0.37	+ 0.18	Saclay (ES - 71)
$^{19}_F$	(p, p')	30	+ 0.44	+ 0.14	Nos résultats
$^{19}_F$	(p, p')	13.9	+ 0.43	+ 0.14	Lutz (LU - 66)
$^{20}_{Ne}$	(p, p')	30	+ 0.47	+ 0.28	Nos résultats
$^{20}_{Ne}$	$(\vec{p}, \vec{p}')$	25	+ 0.47	+ 0.28	De Swiniarski (SW - 70)
$^{20}_{Ne}$	(e, e')	183	+ 0.40	+ 0.19	Yorikawa (YO - 71)
$^{20}_{Ne}$	(α, α')	104	+ 0.35	+ 0.11	Rebel (RE - 72)
$^{21}_{Ne}$	(p, p')	30	+ 0.47	+ 0.05 (maxi)	Nos résultats
$^{22}_{Ne}$	$(\vec{p}, \vec{p}')$	25	+ 0.47	+ 0.05	De Swiniarski (SW - 70)
$^{22}_{Ne}$	(α, α')	104	+ 0.37	+ 0.02	Rebel (RE - 72)

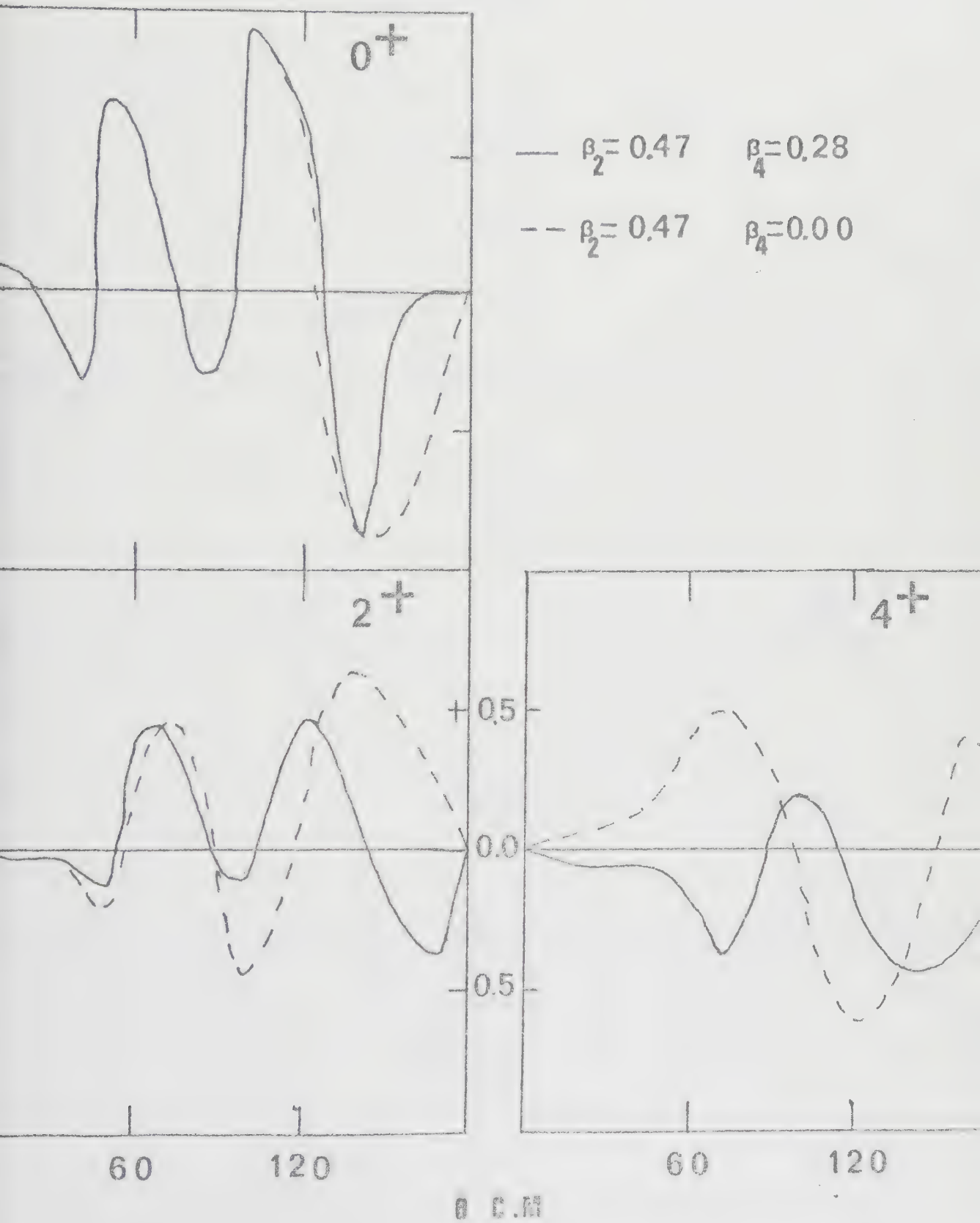
^{19}F

P R E V I S I O N — $\beta_2 = 0.44$ $\beta_4 = 0.14$

A S Y M E T R I E -- $\beta_2 = 0.44$ $\beta_4 = 0.00$



PREVISION ASYMETRIE



^{21}Ne

P R E V I S I O N — $B_2 = 0.47$ $B_4 = 0.0$

A S Y M E T R I E - - $B_2 = 0.47$ $B_4 = 0.0$

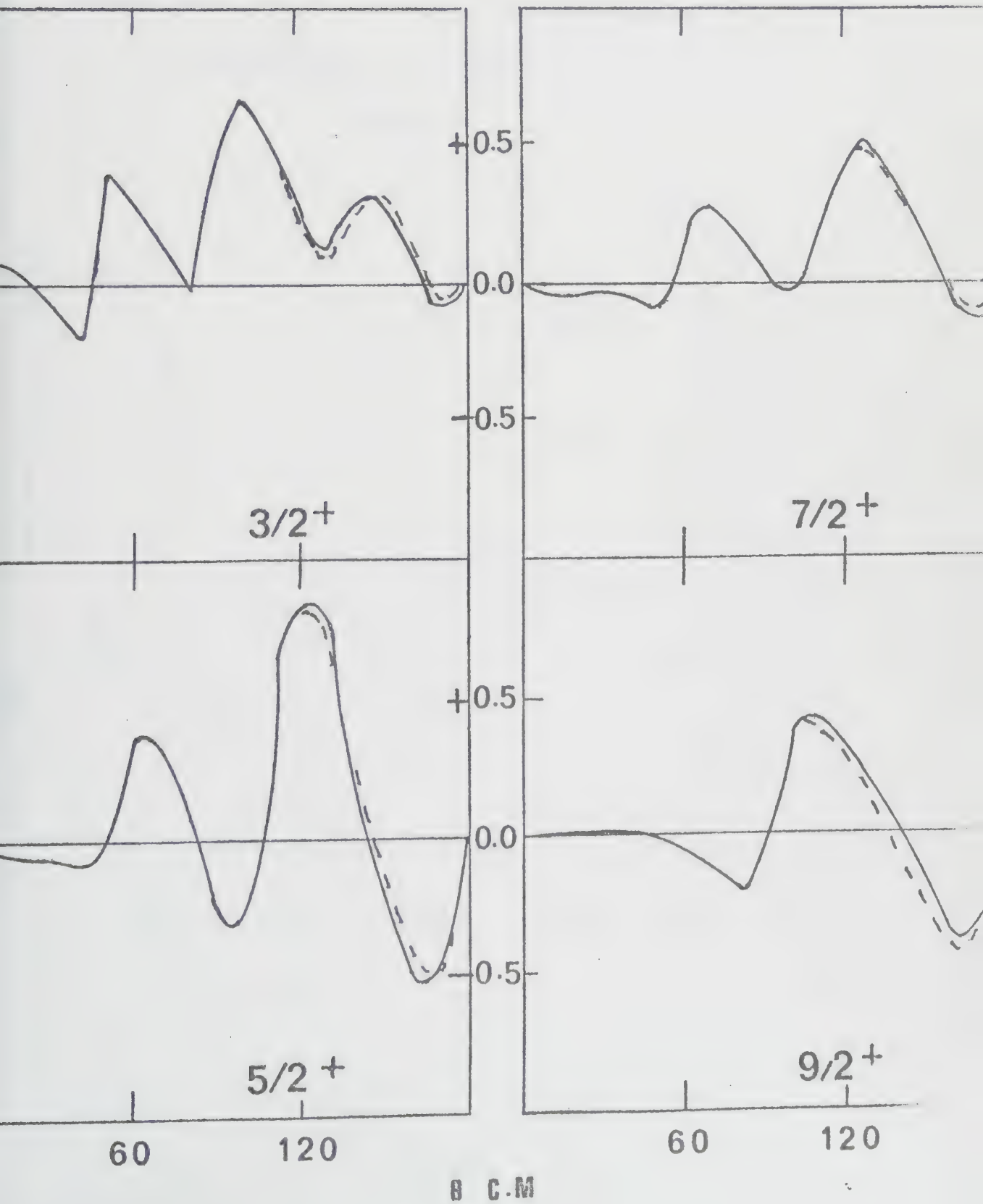


Fig. 24

deformations quadrupolaires et hexadecapolaires
 déterminées par diffusion
 de protons

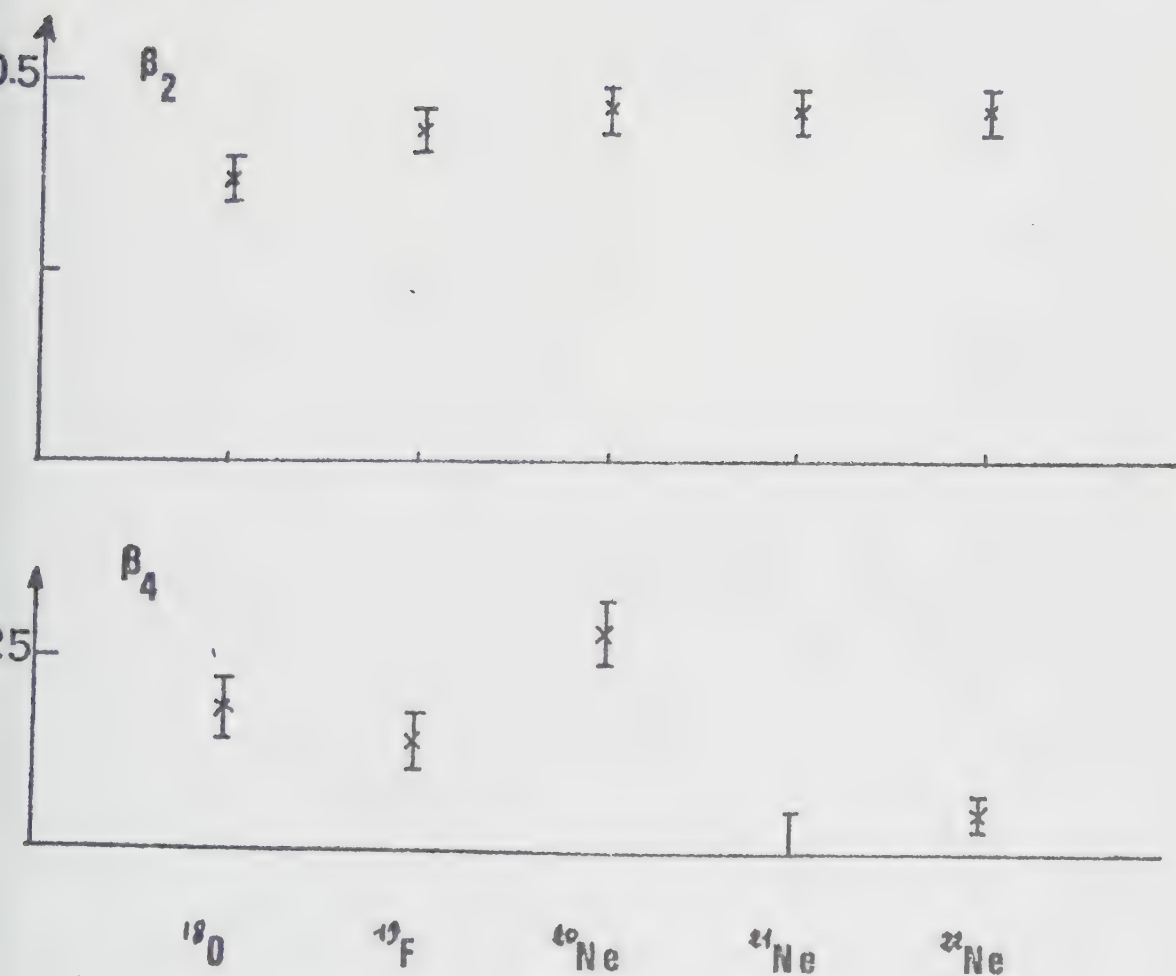
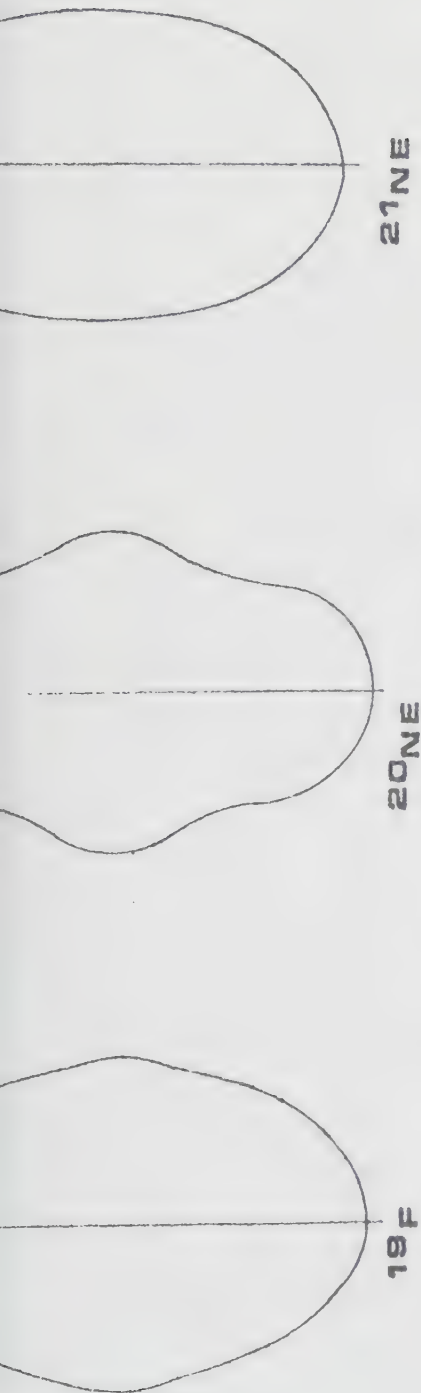
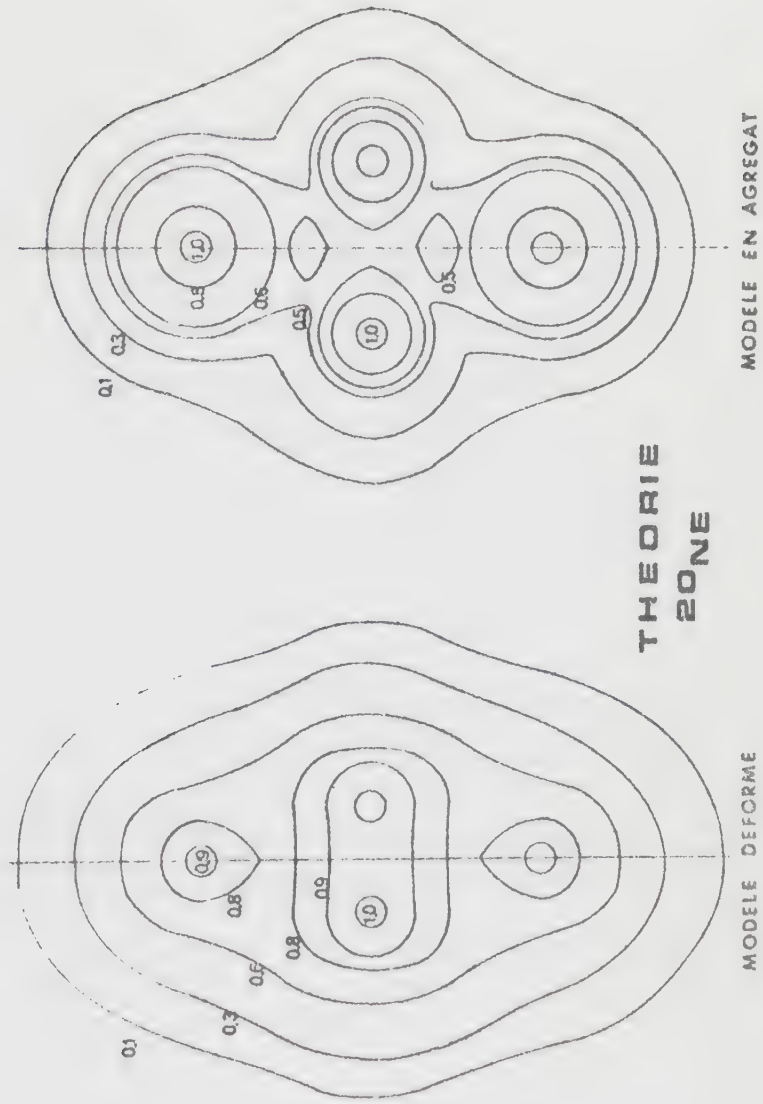


Fig. 25



EQUATIONS COUPLEES



C O N C L U S I O N

L'analyse du ^{19}F , ^{20}Ne et ^{21}Ne par la méthode des équations couplées dans le cadre du modèle rotationnel, nous a permis de préciser la nature de ces noyaux. Il semble d'après ces résultats, que les bandes de rotation fondamentales $K = 1/2^+$ du ^{19}F et $K = 3/2^+$ du ^{21}Ne puissent être considérées dans une large mesure comme pures.

Ces analyses nous ont permis de confirmer la très forte déformation hexadécapolaire du ^{20}Ne . Il semble que ce noyau joue un rôle très particulier dans la couche (s, d) ; en effet, ses voisins immédiats ^{19}F et ^{21}Ne ne présentent pas cette très forte déformation Y_4^0 . On voit que les déformations du ^{19}F sont relativement plus proches de 1^{18}O que celles du ^{20}Ne :

^{18}O	$\beta_2 = + 0.37$	$\beta_4 = + 0.13$
^{19}F	$\beta_2 = + 0.44$	$\beta_4 = + 0.14$
^{20}Ne	$\beta_2 = + 0.47$	$\beta_4 = + 0.28$

De même que le ^{21}Ne se rapproche plus du ^{22}Ne :

^{21}Ne	$\beta_2 = + 0.47$	$\beta_4 = + 0.05$ (maximum)
^{22}Ne	$\beta_2 = + 0.47$	$\beta_4 = + 0.05$

La déformation hexadécapolaire semble donc très sensible à l'adjonction d'un trou ou d'une particule au ^{20}Ne .

Des études par diffusion de protons polarisés nous permettraient de confirmer ces déformations que nous avons mises en évidence.

L'analyse microscopique de la diffusion élastique sur le ^{19}F nous a permis de trouver une distribution de matière très semblable à la répartition de protons, déterminée par des électrons de très haute énergie. Si ces paramètres peuvent être inclus dans l'analyse de la diffusion par la méthode des équations couplées, nous éviterons les ambiguïtés du modèle optique classique, tout en étant plus physique.

L'analyse D.W.B.A. nous a permis d'apporter des informations sur les états excités du ^{19}F , en particulier de mettre en évidence deux très fortes excitations $L = 3$ (5.43 MeV et 5.63 MeV). Nous retrouvons pour le $5/2^-$ (1.35 MeV) les mêmes valeurs que G.M. CRAWLEY.; une analyse microscopique sur ce niveau serait intéressante.

SECTIONS EFFICACES

+++++

(CENTRE DE MASSE)

Ang c.m	Γ (mb/sr)	$\Delta\Gamma$ (%)	Ang c.m	Γ (mb/sr)	$\Delta\Gamma$ (%)
26.32	373.0	10	98.12	1.07	5
31.57	179.0	7	100.59	1.01	5
34.10	109.0	5	103.08	0.95	5
36.80	45.9	10	108.02	0.86	5
39.40	29.8	5	110.48	0.77	5
42.01	21.0	6	112.94	0.70	5
44.51	18.5	5	115.39	0.59	5
47.21	19.7	5	117.83	0.46	5
49.79	22.0	5	120.26	0.42	5
52.40	23.3	5	122.71	0.33	5
54.96	14.4	5	125.13	0.30	5
57.56	23.9	5	127.56	0.22	5
62.71	21.7	5	129.44	0.23	5
65.27	18.9	5	132.39	0.22	5
67.84	14.3	5	134.30	0.22	5
72.94	9.70	7	137.21	0.22	5
75.48	7.50	5	139.60	0.22	5
78.02	4.80	10	142.01	0.22	5
80.05	4.20	5	143.84	0.23	5
83.08	2.75	10	146.79	0.22	5
85.60	2.31	5	149.22	0.20	5
88.12	1.70	5	151.56	0.165	5
90.62	1.40	5	153.94	0.170	5
93.13	1.34	5	156.32	0.155	5
95.12	1.09	5	158.70	0.130	5
			161.07	0.125	5
			163.43	0.110	5
			165.80	0.100	5

$$E_X = 0,197 \text{ MEV} \quad 5/2^+$$

Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$	Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$
39,40	7,10	30	115,39	0,22	5
42,01	5,80	15	117,83	0,18	10
44,51	3,40	15	120,26	0,19	7
47,21	3,20	15	122,71	0,17	7
49,79	3,00	15	125,13	0,18	5
52,40	2,80	10	129,44	0,17	10
57,56	2,00	10	132,39	0,18	7
62,71	1,90	20	134,30	0,16	7
65,27	1,32	5	137,21	0,16	7
67,82	1,28	20	142,01	0,16	7
70,37	1,35	10	143,84	0,17	7
72,92	1,40	15	146,79	0,18	7
75,48	1,26	5	149,22	0,18	10
78,02	1,30	15	151,56	0,17	7
80,05	1,00	5	153,94	0,18	7
85,60	0,83	5	156,32	0,17	10
88,12	0,74	5	158,70	0,15	7
90,62	0,55	5	161,07	0,15	10
93,13	0,50	5	163,43	0,12	10
95,12	0,46	7	165,80	0,11	10
98,12	0,35	5			
100,59	0,30	5			
103,08	0,29	7			
108,02	0,23	5			
110,48	0,24	5			

$$E_X \approx 1.35 \text{ MeV} \quad 5/2^-$$

Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$	Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$
39.44	1.15	30	98.17	0.061	15
42.02	1.20	15	103.13	0.059	15
44.65	1.00	20	108.07	0.048	15
47.25	1.17	15	110.53	0.031	15
49.84	1.14	15	117.88	0.027	20
52.44	1.15	15	120.32	0.019	20
55.02	1.03	15	127.60	0.016	20
57.60	0.82	10	132.43	0.013	20
62.75	0.58	30	139.64	0.018	20
67.88	0.47	20	144.43	0.015	20
70.44	0.27	15	149.20	0.019	20
85.65	0.12	15			
88.17	0.12	15			
90.67	0.096	15			
93.18	0.100	15			

$$E_X = 1,56 \text{ MEV} \quad 3/2^+$$

Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$	Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$
31,61	5,60	30	98,20	0,29	8
36,80	3,70	20	100,68	0,22	5
39,45	3,70	25	108,07	0,22	10
42,07	2,60	10	110,63	0,20	8
44,67	2,20	15	115,46	0,16	8
47,27	1,60	10	120,33	0,14	10
49,85	1,30	15	122,78	0,12	10
52,46	1,10	15	125,20	0,13	10
54,96	1,10	15	132,46	0,13	10
57,63	0,95	10	134,87	0,12	10
62,78	0,84	15	139,60	0,12	10
65,27	0,77	5	143,45	0,11	10
67,91	0,82	5	146,84	0,12	10
70,37	0,93	8	149,20	0,13	10
73,03	0,93	10	151,60	0,12	10
95,05	0,90	5	153,93	0,13	10
98,08	1,02	15	156,36	0,12	10
80,63	0,77	5	158,98	0,11	10
93,21	0,42	7	161,09	0,10	10
95,70	0,33	8	165,83	0,09	10

$$E_X = 2,78 \text{ MEV} \quad 9/2^+$$

Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$	Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$
34.22	0.51	7	98.20	0.088	10
36.84	0.56	10	100.75	0.071	7
39.45	0.43	7	103.14	0.072	10
42.07	0.48	7	108.07	0.061	10
44.71	0.51	7	110.63	0.058	8
47.33	0.55	7	113.02	0.055	10
49.91	0.55	10	115.53	0.051	12
52.52	0.50	7	117.98	0.053	12
55.11	0.47	7	120.39	0.057	10
57.69	0.46	7	122.84	0.057	10
62.85	0.37	7	125.20	0.058	10
65.41	0.36	7	142.11	0.053	10
67.98	0.29	7	144.50	0.050	10
73.09	0.30	12	146.88	0.042	10
75.12	0.25	7	149.24	0.038	12
80.70	0.18	5	151.64	0.040	10
85.76	0.18	7	156.39	0.034	12
88.27	0.17	7	159.01	0.033	10
90.78	0.105	10	161.12	0.036	12
93.29	0.08	10	165.83	0.024	12

$$E_X = 4.00 \text{ MeV} \quad 7/2^-$$

$$E_X = 4.04 \text{ MeV} \quad 9/2^-$$

Ang c.m	σ (mb/sr)	$\delta\sigma$ (%)	Ang c.m	σ (mb/sr)	$\delta\sigma$ (%)
47.36	0.095	15	100.81	0.039	25
57.14	0.080	20	110.68	0.030	15
65.46	0.110	15	115.58	0.034	15
68.03	0.090	20	120.46	0.035	15
75.69	0.110	10	122.89	0.040	10
80.76	0.095	10	127.73	0.029	15
85.81	0.075	15	134.96	0.031	15
88.33	0.085	15	137.36	0.036	15
90.84	0.060	15	142.14	0.034	15
93.34	0.055	15	151.67	0.030	15
98.33	0.049	15	158.78	0.035	15

$$E_X = 4.55 \text{ MeV} \quad 5/2^{(+)}$$

$$E_X = 4.56 \text{ MeV} \quad (1/2^-, 3/2^-)$$

Ang c.m	σ (mb/sr)	$\delta\sigma$ (%)	Ang c.m	σ (mb/sr)	$\delta\sigma$ (%)
34.32	0.85	20	93.38	0.100	10
39.56	0.65	10	98.36	0.085	15
42.17	0.56	10	100.85	0.078	10
47.39	0.49	10	110.72	0.058	10
55.18	0.35	15	115.62	0.045	10
57.77	0.23	10	120.49	0.054	20
62.93	0.24	15	122.92	0.070	20
65.50	0.21	15	127.76	0.061	20
70.62	0.21	20	132.58	0.047	15
73.17	0.20	20	134.99	0.039	15
75.72	0.24	10	137.38	0.051	15
80.80	0.21	10	142.17	0.058	15
85.85	0.18	15	151.69	0.047	10
88.36	0.17	10			
90.87	0.14	10			

$$E_X = 4.64 \text{ MeV} \quad 13/2^+$$

$$E_X = 4.69 \text{ MeV} \quad 5/2^-$$

Ang c.m	σ (mb/sr)	$\Delta\sigma$ (%)	Ang c.m	σ (mb/sr)	$\Delta\sigma$ (%)
47.40	0.25	20	90.89	0.040	30
55.19	0.24	25	93.39	0.049	30
57.78	0.12	20	100.86	0.034	25
62.94	0.10	30	110.73	0.020	30
65.61	0.11	20	120.50	0.024	40
70.63	0.072	30	127.77	0.017	40
73.19	0.066	40	132.59	0.023	30
75.73	0.052	20	135.00	0.023	30
80.81	0.042	20	137.39	0.020	30
85.86	0.052	25	142.18	0.020	30
88.36	0.040	30	151.69	0.020	20

$$E_X = 5.11 \text{ MeV}$$

Ang c.m	σ (mb/sr)	$\Delta\sigma$ (%)	Ang c.m	σ (mb/sr)	$\Delta\sigma$ (%)
39.57	0.110	30	100.86	0.021	30
62.94	0.074	15	110.73	0.009	30
65.51	0.070	25	115.63	0.012	40
70.63	0.110	25	120.50	0.012	25
73.19	0.074	10	122.93	0.015	25
75.73	0.070	10	127.77	0.012	25
80.81	0.065	10	132.59	0.012	50
85.86	0.050	25	135.00	0.012	25
88.38	0.069	15	137.39	0.015	30
90.89	0.035	20	151.69	0.006	50
93.39	0.044	20	158.80	0.007	50
98.38	0.044	20			

$$\begin{aligned}
 E_X &= 5.43 \text{ MeV} & 7/2^- \\
 E_X &= 5.47 \text{ MeV} & 7/2^+ \\
 E_X &= 5.50 \text{ MeV} & (3/2^+)
 \end{aligned}$$

Ang c.m	σ (mb/sr)	$\Delta\sigma$ (%)	Ang c.m	σ (mb/sr)	$\Delta\sigma$ (%)
34.35	2.60	10	98.42	0.230	10
39.59	2.50	10	100.91	0.210	10
42.21	2.70	5	110.78	0.130	10
47.43	2.70	10	115.67	0.110	15
52.63	2.30	10	120.56	0.120	15
55.23	1.90	10	122.97	0.125	5
57.82	1.70	10	127.81	0.100	15
75.78	0.61	10	132.63	0.100	10
80.86	0.45	15	135.03	0.100	15
85.91	0.55	10	137.43	0.130	15
88.42	0.37	10	142.21	0.080	10
90.93	0.28	10	151.72	0.095	10
93.44	0.25	10	158.81	0.120	10

$$\begin{aligned}
 E_X &= 5.55 \text{ MeV} \\
 E_X &= 5.63 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

Ang c.m	σ (mb/sr)	$\Delta\sigma$ (%)	Ang c.m	σ (mb/sr)	$\Delta\sigma$ (%)
34.36	1.30	15	98.44	0.120	10
39.60	1.10	15	100.92	0.092	10
42.22	1.10	15	110.79	0.057	20
47.44	1.30	20	115.69	0.065	10
52.65	0.88	15	120.56	0.053	20
55.24	0.94	15	122.99	0.046	15
57.83	0.88	15	127.83	0.033	20
62.99	0.70	10	132.64	0.033	20
65.56	0.53	10	135.04	0.036	20
68.13	0.38	10	137.44	0.037	30
80.87	0.16	20	142.22	0.030	40
85.92	0.19	20	151.72	0.038	20
88.44	0.15	20	158.82	0.035	20
90.95	0.11	10			
93.45	0.13	15			

$$E_X = 6.08 \text{ MeV}$$

$$E_X = 6.09 \text{ MeV}$$

$$E_X = 6.16 \text{ MeV}$$

Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$	Ang c. m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$
34.37	0.77	20	100.95	0.140	10
39.62	0.97	15	110.82	0.068	10
47.47	1.02	10	115.72	0.081	10
52.67	0.66	10	118.16	0.090	15
57.86	0.65	10	123.02	0.090	5
63.02	0.50	10	127.85	0.090	10
65.59	0.50	15	132.67	0.110	10
68.16	0.34	15	135.07	0.120	10
70.72	0.44	15	137.46	0.140	10
73.28	0.30	15	142.24	0.120	10
75.82	0.38	10	151.74	0.120	10
80.90	0.30	10	158.83	0.120	5
85.96	0.35	10			

$$E_X = 6.25 \text{ MeV}$$

$$E_X = 6.29 \text{ MeV}$$

Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$	Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$
34.37	0.90	20	88.54	0.10	15
39.62	0.84	15	91.05	0.08	15
47.47	0.40	15	110.82	0.034	15
52.67	0.18	20	115.72	0.037	20
57.91	0.28	15	120.65	0.055	25
63.02	0.22	15	123.07	0.045	10
65.59	0.25	15	127.90	0.049	15
68.16	0.17	15	132.72	0.040	15
70.72	0.21	20	135.11	0.038	30
73.28	0.23	15	137.71	0.047	30
75.82	0.22	10	142.28	0.033	20
80.90	0.11	15	151.77	0.030	15
85.96	0.13	10			

$$E_X = 6.55 \text{ MeV}$$

Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$	Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$
34.39	0.85	20	88.50	0.21	15
39.64	0.60	15	91.01	0.15	15
47.49	0.45	15	93.52	0.16	15
52.70	0.29	15	98.50	0.12	15
57.78	0.30	15	120.62	0.064	10
63.05	0.24	15	123.07	0.069	10
65.62	0.23	10	127.90	0.070	10
68.19	0.21	15	132.72	0.072	15
70.75	0.22	20	135.11	0.060	15
73.31	0.22	10	137.71	0.070	15
75.86	0.30	15	142.28	0.067	15
80.93	0.23	10	151.77	0.055	15
85.99	0.25	10	158.84	0.060	15

$$E_X = 6.95 \text{ MeV}$$

Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$	Ang c.m	$\sigma(\text{mb/sr})$	$\Delta\sigma(\%)$
34.41	0.85	20	86.02	0.22	20
39.66	0.71	15	88.54	0.12	15
47.71	0.80	10	93.55	0.095	15
57.91	0.52	10	98.53	0.045	15
63.07	0.46	15	110.88	0.064	15
65.65	0.43	10	115.78	0.054	15
68.22	0.27	15	120.65	0.070	15
70.78	0.24	20	142.28	0.037	20
73.34	0.19	15	151.77	0.030	20
75.89	0.22	15	158.86	0.037	15

$$E_X = 7.25 \text{ MeV}$$

Ang c.m	σ (mb/sr)	$\Delta\sigma$ (%)
34.42	0.36	30
39.68	0.29	20
47.53	0.37	15
52.74	0.23	15
57.93	0.21	20
63.10	0.20	20
65.67	0.25	15
68.24	0.16	15
70.80	0.20	20
75.91	0.17	10
80.99	0.15	10
86.05	0.16	20
88.56	0.11	15
91.07	0.11	15
93.58	0.085	15
98.56	0.050	20
110.91	0.036	15
132.74	0.019	30

R E F E R E N C E S

+++++

INTRODUCTION

- (SW - 70) R. de Swiniarski, C. Glashausser, D. L. Hendrie
J. Sherman, A. D. Macher, et E.A. Mc Clatchie
Phys. Rev. Let. Volume 23 N° 6 Page 317 (1969)
- (RE - 72) H. Rebel, G.W. Schweimer, G. Schatz, J. Specht ,
R. Löhken, G. Hauser, D. Habs et H. Klewe-Nebenius
Nucl. Phys. A 182 Page 145 (1972)
- (YO - 71) Y. Horikawa, Y. Torizuka, A. Nakada, S. Mitsunobu,
Y. Kojima et M. Kimura
Phys. Lett. Page 9 Volume 36 (1971)
- (ES - 71) J.L. Escudie, R.M. Lombard, M. Pignatelli, F. Resmini
et A. Tarrats
C.E.A. Départ. de Phys. Nucl.
Compte rendu d'activ. Page 128 (1971)

CHAPITRE I

- (EL - 55) J.P. Elliott et B.H. Flowers
Proc. Roy. Soc. A 229 Page 536 (1955)
- (BO - 67) Mc Bouten, J.P. Elliott et J. A. Pullen
Nucl. Phys. A 197 Page 113 (1967)
- (GR - 70) Mc Grory Phys. Lett. 24 B Page 437 (1971)
- (PA - 57) Paul Phil. Mag. 2 Page 311 (1957)
- (FL - 69) H.G. Benson, B.H. Flowers
Nucl. Phys. A 126 Page 305 (1969)
- (EN - 72) T. Engeland et P.J. Ellis
Nucl. Phys. A 181 Page 368 (1972)
- (JP - 72) Jour. de Phys. Symp. C6 Page 63 (1971)
- (MI - 72) Jour. de Phys. M. Lambert, P. Midy, D. Drain, M. Amiel
H. Beaumevielle, A. Dauchy, C. Meynadier
Volume 33 Page 155 (1972)
- (JO - 69) I.P. Johnstone et H.G. Benson
Nucl. Phys. A 134 Page 68 (1969)
- (TA - 65) T. Tamura
Rev. Mod. Phys. Volume 37 Page 168 (1965)

CHAPITRE II

- (BE - 69) P.E. Hodgson Nucl. React. and Nucl. Struct. Oxford
Page 178
- (PE - 63) P.E. Hodgson Nucl. React. and Nucl. Struct. Oxford
Page 174
- (G,P-71) P.E. Hodgson Nucl. React. and Nucl. Struct. Oxford
Page 114
- (BO^{*} - 67) A. Bohr et B.R. Mottelson
Klg. Danske Videnskab elskab Mat. Fys. Medd. 27 (1953)
- (BA - 62) R.H. Bassel, R.N. Drisko et G.R. Satchler "
The Distorted Waves Theory of Nucl. Réact.
O.R.N.L. 3240 (1962)

CHAPITRE III

- (RI - 64) B.W. Ridley et J.F. Turner
Nucl. Phys. 58 Page 497 (1964)
- (DI - 63) Dickens Phys. Rev. 129 Page 743 (1963)

CHAPITRE IV

- (GR - 69) L.L. Green, C.O. Lennon, I.M. Naqib
Nucl. Phys. A 142 (1970) Page 137
- (CR - 65) G.M. Crawley These Palmer Phys. Lab. Princeton
New Jersey
- (DE - 70) D. Dehnhard, Norton, M. Hintz
Phys. Rev. C Volume 1 Page 460 (1970)
- (AL - 69) T.K. Alexander, O. Hausser, K.W. Allen, A.E. Litherland
Can. Jour. Phys. Volume 47 Page 2335 (1969)
- (KR - 69) H.J. Krappe et U. Wille
Nucl. Phys. A 124 Page 641 (1969)
- (AR - 67) A. Arima, H. Hioruchi et T. Sebe
Phys. Lett. 24 B Page 129 (1967)
- (HA - 64) M. Harvey Nucl. Phys. 52 Page 542 (1964)
- (FL - 69) voir références Chapitre I
- (LI - 63) A.E. Litherland; M.A. Clark, C. Broude
Phys. Lett. 3 Page 204 (1963)

CHAPITRE V

- (SH - 68) H. Sherif et J.S. Blair
Phys. Lett. 26 B Page 489 (1968)
- (SW - 70) voir références Introduction.
- (ES - 71) voir références Introduction.
- (LU - 66) H.F. Lutz Phys. lett. 20 Page 410 (1966)
- (RA - 71) J. Raynal Séminaire de la Toussuire Lycen 7104
- (RE - 72) voir références Introduction.
- (YO - 71) voir références Introduction.
- (FL - 69) voir références Chapitre I.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le

le Président de la thèse

WJ-

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale

[Signature]

